

А. М. Свалов

МЕХАНИКА ПРОЦЕССОВ БУРЕНИЯ И НЕФТЕГАЗОДОБЫЧИ



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Институт проблем нефти и газа

А. М. Свалов

**МЕХАНИКА
ПРОЦЕССОВ БУРЕНИЯ
И НЕФТЕГАЗОДОБЫЧИ**

МОСКВА

ББК 26.343.1 35.514

Свалов Александр Михайлович

Механика процессов бурения и нефтегазодобычи. — М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2009. — 256 с.

В настоящей книге представлены результаты аналитического и численного исследования физико-механических процессов, развивающихся при бурении и эксплуатации скважин. Предметом исследований являются, главным образом, процессы, происходящие в призабойных зонах и стволах скважин и влияющие на эффективность бурения, качество вскрытия продуктивных пластов и нефтегазоотдачу пластов при разработке месторождений.

Книга предназначена для инженерных и научных работников нефтегазодобывающей отрасли.

Рекомендовано к печати Ученым советом Института проблем нефти и газа РАН

Издательство «Книжный дом «ЛИБРОКОМ»».
117312, г. Москва, пр-т Шестидесятилетия Октября, д. 9.
Формат 60×90/16. Печ. л. 16. Зак. № 1776.

Отпечатано в ООО «ЛЕНАНД».
117312, г. Москва, пр-т Шестидесятилетия Октября, д. 11А, стр. 11.

ISBN 978-5-397-00074-1

© Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2008

5902 ID 75108



ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Глава 1	
Процессы массопереноса в приствольной зоне бурящейся скважины.....	9
1.1. Математическое моделирование процесса образования сжимаемой фильтрационной корки на стенках скважины в условиях статической фильтрации	11
1.2. Анализ зависимости показателя фильтрации от перепада давления на корке.....	17
1.3. Исследование процессов коркообразования в условиях динамической фильтрации	20
1.4. Асимптотические методы расчета фильтрационных течений в приствольной зоне скважины	22
1.4.1. Некоторые аналитические решения одномерного уравнения пьезопроводности	23
1.4.2. Асимптотические методы расчета радиальных нестационарных фильтрационных течений в процессах коркообразования на стенке скважины.....	25
1.5. О механизме образования прихватов бурительных труб под действием дифференциального давления.....	31
1.5.1. Образование прихватов бурительных труб в вертикальных скважинах	31
1.5.2. Образование прихватов бурительных труб в наклонно-направленных скважинах	38

1.6. Исследование влияния вязкопластичных свойств бурового раствора на глубину его проникновения в продуктивные пласты	42
1.6.1. Реология тиксотропных систем с переменным предельным напряжением сдвига	43
1.6.2. Особенности формирования зоны загрязнения продуктивных пластов вязкопластичными буровыми растворами.....	48
1.7. Теория кольматации горных пород твердой фазой бурового раствора при бурении	54
1.7.1. Аналитическое исследование структуры зоны кольматации и динамики ее формирования	55
1.7.2. Метод определения параметров, характеризующих процесс кольматации в забойных условиях	59

Глава 2

Опережающая фильтрация под долотом и ее влияние на процессы разрушения и очистки забоя бурящейся скважины.....	65
2.1. Вывод зависимостей, определяющих уровень кольматации забоя бурящейся скважины	69
2.2. Численное исследование процесса опережающей фильтрации под долотом	71
2.2.1. Постановка задачи и анализ граничных условий на забое и стенках скважины.....	71
2.2.2. Анализ особенностей распределения порового давления в окрестности забоя бурящейся скважины.....	73
2.2.3. Оценка возможностей снижения угнетающего действия дифференциального давления изменением формы забоя и калиброванием стенок скважины.....	81
2.2.4. Влияние дифференциального давления на процесс очистки забоя скважины от разрушенной породы.....	83
2.2.5. Закономерности формирования области проникновения фильтрата бурового раствора в призабойную зону скважины	89
2.2.6. Особенности вытеснения пластового флюида из керна при опережающей фильтрации под долотом	94
2.3. Пример расчета глубины проникновения фильтрата бурового раствора в продуктивный пласт.....	97
2.4. Особенности развития фильтрационных процессов на забое скважины при бурении низкопроницаемых пород.....	102

Глава 3

Напряженно-деформированное состояние горной породы в призабойных зонах скважин	107
3.1. Оценка напряжений в горной породе при изменении гидродинамического давления в скважине.....	112
3.2. О некоторых закономерностях распределения упругих напряжений и процессов трещинообразования в призабойной зоне нагнетательной скважины.....	118
3.3. Двумерный анализ особенностей распределения упругих напряжений в приствольных зонах скважин	124
3.4. Взаимовлияние нефтяных пластов при их совместной разработке.....	131
3.5. Влияние деформации породы в призабойных зонах скважин на вид индикаторных кривых	136
3.6. Механизмы разрушения призабойных зон добывающих скважин на поздней стадии разработки газовых скважин	143
3.7. Влияние формы призабойной зоны скважины на подземных хранилищах газа на интенсивность разрушения породы.....	150

Глава 4

Влияние неоднородности физико-механических свойств продуктивных пластов на процессы их разработки	154
4.1. Эффекты локального влияния трещин на фильтрационные процессы в продуктивных пластах.....	156
4.2. Анализ особенностей распределения упругих напряжений в массиве горных пород при разработке слоисто-неоднородных продуктивных пластов.....	163
4.3. Особенности процессов газоотдачи литологически неоднородных газовых залежей.....	170
4.3.1. Влияние слоистой неоднородности газовой залежи на процессы разгазирования пластовых вод	171
4.3.2. Исследование динамики процессов газоотдачи низкопроницаемых пластов.....	174
4.4. Обводнение добывающих скважин на поздней стадии разработки газовых месторождений	182

Глава 5

Нестационарные процессы в продуктивных пластах.....	187
5.1. Аналитический обзор технологий волнового воздействия на продуктивные пласты	188
5.1.1. Ударно-волновое (вибрационное) воздействие на призабойные зоны скважин	189
5.1.2. Площадные эффекты ударно-волнового (вибросейсмического) воздействия на продуктивные пласты.....	193
5.1.3. Анализ возможных механизмов, обуславливающих площадные эффекты при волновом воздействии на залежь	196
5.1.4. Сравнительный анализ скважинных источников упругих волн для площадного воздействия на залежь	202
5.2. Оценка упругих напряжений в породе на больших расстояниях от источника волнового воздействия.....	205
5.3. Особенности распространения упругих волн в слоисто-неоднородной горной среде	213
5.4. Механизмы, обуславливающие эффекты акустического резонанса в действующих скважинах	216
5.5. Анализ возможностей использования штанговых глубинных насосов в качестве источников волнового воздействия на продуктивные пласты	222
5.6. Нестационарные процессы при кратковременных воздействиях на пласт	229
5.6.1. Исследование динамики изменения процессов капиллярной пропитки блоков породы при остановке эксплуатационных скважин	230
5.6.2. К методике обработки данных кратковременных гидродинамических испытаний скважин	234
5.6.3. Анализ динамики изменения пластовой температуры при кратковременных обработках призабойных зон скважин.....	239
Список литературы.....	247

ПРЕДИСЛОВИЕ

Исчерпаемость доступных запасов углеводородного сырья, ощущаемая в настоящее время, и отсутствие ему в обозримой перспективе реальной полномасштабной альтернативы в качестве источника энергоносителей предопределяет превращение нефтегазодобывающей отрасли промышленности в наукоемкую отрасль, одной из основных проблем которой становится проблема максимально рациональной разработки разведанных месторождений.

Масштабная компьютеризация нефтегазодобывающей отрасли принципиальным образом расширяет границы возможностей ее информационного обеспечения, позволяет методами и средствами компьютерного моделирования воспроизводить механические, физико-химические, термодинамические и др. процессы, происходящие в глубине пласта, в призабойной зоне скважины, в ее стволе при бурении и разработке месторождений. Это увеличивает возможности научно-обоснованного выбора оптимальных режимов бурения, схем разработки месторождений, эффективного контроля за происходящими в продуктивных пластах процессами, оптимальных технологий стимулирования процессов нефтегазодобычи, режимов эксплуатации скважин и т. д.

Вместе с тем, очевидно, что достоверность компьютерного моделирования и его адекватность реально происходящим процессам должна обеспечиваться соответствующей достоверностью математических моделей, используемых для описания этих процессов и являющихся основой компьютерных программ, в противном случае результаты компьютерного моделирования будут лишь создавать иллюзию отображения действительности.

В книге изложены развитые автором подходы к математическому моделированию, аналитическому и численному исследованию ряда физико-

механических процессов, происходящих, главным образом, в призабойных зонах и в стволах скважин в процессе их бурения и эксплуатации. Выбор задач исследования определялся, в основном, их значимостью для решения проблем повышения эффективности бурения, качественного вскрытия продуктивных пластов и проблем повышения нефте- и газоотдачи продуктивных пластов при разработке месторождений, а также необходимостью углубленного анализа исследуемых процессов с позиций фундаментальной механики и с позиций их математического описания.

Для полноценного понимания излагаемого в книге материала от читателя требуется владение основами теории подземной гидрогазодинамики и горной механики и математическим аппаратом, необходимым для анализа и решения дифференциальных уравнений.

ПРОЦЕССЫ МАССОПЕРЕНОСА В ПРИСТВОЛЬНОЙ ЗОНЕ БУРЯЩЕЙСЯ СКВАЖИНЫ

Взаимодействие бурового раствора с проницаемой горной породой при бурении скважин характеризуется тем, что в процессе фильтрации на поверхности породы и в некоторой ее окрестности происходит отложение частиц твердой фазы раствора и формирование фильтрационной корки и зоны коагуляции породы. Несмотря на относительно малую толщину фильтрационной корки и зоны коагуляции, их влияние на закономерности протекания фильтрационных процессов в скважине исключительно велико. Это объясняется очень низкой проницаемостью глинистой корки ($\sim 10^{-13}$ – 10^{-16} см²), которая на несколько порядков ниже проницаемости большинства горных пород и поэтому фильтрационное сопротивление движению фильтрата бурового раствора внутрь проницаемой породы в значительной мере определяется сопротивлением фильтрационной корки и зоны коагуляции.

В силу того, что процесс коагуляции, предшествующий коркообразованию, происходит в течение десятых и сотых долей секунды, а характерное время формирования фильтрационной корки на стенке скважины составляет $\sim 10^3$ с и более, их влияние на фильтрационные процессы в бурении различно. Так, на забое скважины, который представляет собой непрерывно обновляющуюся поверхность с характерным временем между двумя последовательными ударами зубца долота в одну и ту же точку забоя, составляющим десятые и сотые доли секунды, очевидно, определяющим будет процесс коагуляции забоя.

Отсюда следует, что проблемы, связанные с особенностями протекания процессов призабойной фильтрации — снижение угнетающего действия дифференциального давления (разности гидродинамического давления в стволе скважины и пластового давления) на эффективность разрушения и очистки забоя, проблемы взаимодействия высокоскоростных струй бурового раствора с забоем, вытеснение пластового флюида из выбуриваемого керна, загрязнение продуктивных пластов фильтратом раствора, проникающим в пласт через поверхность забоя, должны решаться на основе исследования закономерностей коагуляционных процессов и изучения возможностей управления этими процессами. С другой стороны, возникновение таких осложнений, как прихваты буровых труб под действием дифференциального давления, потеря устойчивости ствола скважины, проникновение фильтрата бурового раствора в продуктивные пласты через стенки скважины, обусловлено процессом формирования глинистой корки на стенках бурящейся скважины и зависит от ее физико-механических и фильтрационных свойств.

Относительно независимые области влияния и различие в закономерностях протекания процессов коркообразования и коагуляции при бурении скважин определяют и различие в подходах при экспериментальном и теоретическом исследовании этих двух стадий единого процесса массопереноса и массообмена между скважиной и пластом.

К настоящему времени накоплен большой теоретический и экспериментальный материал, относящийся к различным аспектам процессов коагуляции и образования глинистой корки на стенках бурящейся скважины [20, 30, 38, 56, 108, 112 и др.]. В отличие от существующих исследований, излагаемая в этой главе математическая модель процесса образования фильтрационных корок на стенках скважины основана на уравнениях движения двухфазной среды, что позволяет корректно учесть процесс сжатия глинистой корки под действием приложенного перепада давления. Для определения перепада давления, срабатываемого на формирующейся глинистой корке в реальных условиях бурения, характеризующихся цилиндрической симметрией фильтрационного течения, асимптотическими методами построено решение уравнения пьезопроводности, описывающего процесс вытеснения пластового флюида из пристволенной зоны скважины. Динамика изменения порового давления при этом оказывается качественно отличной от динамики, предсказываемой решениями традиционно используемых уравнений пьезопроводности при плоской постановке. Полученные результаты используются для анализа механизма образования прихватов буровых труб при остановке процесса бурения.

На основе результатов исследования закономерностей роста сжимаемой фильтрационной корки описывается процесс коркообразования в условиях динамической фильтрации в скважине, то есть в условиях смыва внешних слоев корки потоком, циркулирующим в стволе скважины. По-

лученная зависимость, связывающая скорость циркуляции раствора и величину его водоотдачи, хорошо согласуется с существующими экспериментальными данными.

При построении математической модели процесса коагуляции пористой среды твердой фазой бурового раствора использовано то обстоятельство, что применительно к условиям, в которых протекают буровые процессы, размеры зоны коагуляции (порядка нескольких миллиметров) намного меньше размеров области, охваченной фильтрационным движением, что позволяет учесть влияние зоны коагуляции с помощью одного интегрального показателя, определяемого в лабораторных условиях и характеризующего фильтрационное сопротивление всей зоны коагуляции. Разработанная математическая модель процесса коагуляции используется для численного исследования закономерностей протекания процессов забойной фильтрации, результаты которого представлены в следующей главе.

В этой главе изложены также результаты исследования особенностей проникновения вязкопластичных жидкостей в крупнопористые проницаемые породы, что соответствует условиям бурения, когда буровой раствор поступает в породу вместе с мелкодисперсной твердой фазой. При этом учитывается, что предельный градиент течения, наличие которого характерно для течения вязкопластичных жидкостей и который традиционно принимается постоянной величиной, может зависеть как от скорости течения, так и от особенностей развития фильтрационного процесса во времени. Установлено, что и глубина проникновения такой жидкости в проницаемую породу зависит не только от перепада давления и от величины предельного градиента давления, но и от всей предыстории развития фильтрационного процесса.

1.1. Математическое моделирование процесса образования сжимаемой фильтрационной корки на стенках скважины в условиях статической фильтрации

Введем следующие обозначения параметров, характеризующих процесс образования сжимаемой фильтрационной глинистой корки на поверхности проницаемой породы: c — объемная концентрация твердой фазы в корке; u — средняя по сечению пористой среды скорость жидкой фазы; V — скорость жидкой фазы; V_s — скорость движения частиц скелета глинистой корки; P — поровое давление; k — проницаемость корки; μ — динамическая вязкость фильтрата; h — текущая толщина корки; t — текущее время; x — линейная координата.

Учитывая, что характерное время процессов коркообразования при бурении скважин значительно превышает время упругого перераспределения давления в жидкости, насыщающей корку, при описании процесса формирования корки можно пренебречь сжимаемостью жидкой фазы и тогда уравнения, описывающие фильтрационное течение жидкости в формирующейся корке, примут вид:

$$\begin{aligned}(1 - c)_t + u_x &= 0, \quad c_t + (V_s \cdot c)_x = 0, \\ (V - V_s) \cdot (1 - c) &= -k \cdot P_x / \mu, \quad V = u / (1 - c).\end{aligned}\quad (1.1)$$

В системе уравнений (1.1) отражены законы сохранения масс для жидкой и твердой фаз и закон Дарси с учетом движения твердой фазы глинистой корки.

Отметим, что при описании процесса формирования фильтрационной корки на стенке бурящейся скважины необходимо учитывать движение фильтрата бурового раствора вглубь приствольной зоны скважины и это означает, что не весь перепад между гидродинамическим давлением в стволе скважины и пластовым давлением будет приходиться на фильтрационную корку. Часть этого перепада будет расходоваться на продвижение фильтрата раствора внутрь породы, что должно быть учтено при постановке граничных условий на границе раздела корки и породы. Кроме того, поскольку реальное фильтрационное движение в окрестности ствола скважины обладает цилиндрической симметрией, то, вообще говоря, уравнения движения должны быть записаны в соответствующей форме с использованием переменных r, t .

Вместе с тем, в разделе 1.4, в котором приводятся результаты аналитического исследования темпов роста порового давления за глинистой коркой в условиях цилиндрической симметрии, соответствующей реальным условиям фильтрационного течения в окрестности ствола скважины, показано, что значение порового давления на границе раздела корка — порода (точка $x = 0$ на рис. 1.1) достаточно быстро, практически с самого начала процесса образования корки, будет выравниваться с пластовым давлением. Это позволяет при описании процесса формирования корки на стенке бурящейся скважины не учитывать сопряженное течение в горной породе, а ограничиться постановкой граничного условия на границе раздела корки и породы, означающего, что в этой точке давление постоянно и равно пластовому давлению, которое в дальнейшем будем принимать за нулевую точку отсчета. Кроме того, размеры глинистой корки на стенке бурящейся скважины значительно меньше радиуса ствола скважины, что позволяет для описания этого процесса использовать приведенные выше уравнения течения с плоской симметрией (1.1).

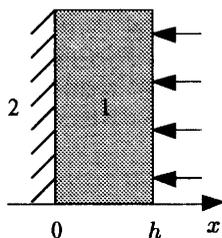


Рис. 1.1.

С учетом вышесказанного граничные условия для системы уравнений (1.1) будут иметь вид:

$$P(x=0) = 0, P(x=h) = P_0, V_s(x=0) = 0, \quad (1.2)$$

где P_0 — гидродинамическое давление на внешней границе корки $x = h$.

В отличие от точки $x = 0$, где естественным условием является отсутствие движения твердой фазы глинистой корки, на подвижной границе корки $x = h$ должны выполняться определенные соотношения, вытекающие из законов сохранения масс:

$$\begin{aligned} (u_0 - h') \cdot (1 - \delta) &= (V - h') \cdot (1 - c) \\ (u_0 - h') \cdot \delta &= (V_s - h') \cdot c, \end{aligned} \quad (1.3)$$

здесь δ — объемная концентрация твердой фазы в растворе, u_0 — скорость поступления раствора к границе корки, h' — скорость движения внешней границы корки.

Из уравнений (1.3) следует граничное условие в точке $x = h$:

$$\frac{dh}{dt} = h' = \left(\frac{1-c}{c} V - \frac{1-\delta}{\delta} V_s \right) \left(\frac{1-c}{c} - \frac{1-\delta}{\delta} \right), \quad (1.4)$$

в котором присутствуют только те переменные, которые входят в систему уравнений (1.1).

Для скорости частиц твердой фазы с учетом нулевого граничного условия на границе $x = 0$ из системы уравнений (1.1) следует соотношение вида:

$$V_s = -(1/c) \cdot \int_0^x c_t \cdot dx. \quad (1.5)$$

Используя выражение (1.5) для скорости V_s , систему уравнений (1.1) можно привести к виду

$$(k \cdot P_x / \mu)_x = - \left[(1/c) \cdot \int_0^x c_t \cdot dx \right]_x,$$

который существенно отличается от вида уравнений, традиционно применяемых для описания распределения порового давления в формирующейся сжимаемой фильтрационной корке. Действительно, приведенное уравнение может быть представлено в различных вариантах, например, в виде

$$(c \cdot k \cdot P_x / \mu)_x = -c_t - u_0(t) \cdot c_x,$$

где $u_0(t)$ — скорость поступления раствора к внешней границе корки, определяемая из соотношений (1.3) на этой границе.

Вместо функции концентрации твердой фазы c при моделировании процесса формирования фильтрационной корки часто используется функция пористости $m = 1 - c$, зависящая от давления: $m_t = -c_t = m'_p \cdot P_t$ и при этом постулируется, что уравнение для распределения порового давления в корке имеет вид [41, 56 и др.]:

$$(k \cdot P_x / \mu)_x = -c_t = m'_p \cdot P_t,$$

аналогичный уравнению пьезопроводности, используемому для описания динамики изменения пластового давления при разработке нефтяных и газовых месторождений.

Как можно видеть из сопоставления приведенных уравнений, их отличие существенно, и это отличие обусловлено тем, что в законе Дарси, входящем в систему уравнений (1.1), учтено движение твердой фазы корки со скоростью V_s , связанной условием (1.5) с функцией концентрации твердой фазы c . Отсюда следует, что при моделировании процесса формирования сжимаемой фильтрационной корки в законе Дарси необходимо учитывать скорость движения твердой фазы, существенно влияющую на распределение порового давления в корке, поскольку сжатие корки сопряжено с движением составляющих ее твердых частиц.

Заметим, что в отличие от рассматриваемого здесь процесса формирования фильтрационной корки на стенках скважины, при выводе уравнения пьезопроводности, традиционно используемого для описания процесса изменения порового давления в нефтяных и газовых пластах, влиянием движения твердой фазы на вид уравнения действительно можно пренебрегать, поскольку сжатие пористой среды в этом случае обусловлено действием вертикальной нагрузки, а не смещением твердой фазы в горизонтальной плоскости, которое при этом практически отсутствует и вполне обосновано не учитывается при формулировании закона Дарси. При формировании же сжимаемой фильтрационной корки на стенках скважины ее деформирование (уплотнение) обусловлено смещением твердой фазы в том же направлении, в котором происходит движение фильтрата и поэтому при формулировании закона Дарси в этом случае необходимо учитывать движение обеих фаз.

Как будет показано ниже, полученное уравнение, описывающее распределение порового давления в корке, имеет автомодельное решение, но даже это решение слишком сложно для полного аналитического исследования, поэтому для его анализа далее используются некоторые приближенные методы.

Если определить, что эффективное напряжение σ , сжимающее корку, выражается соотношением

$$\sigma = P_0 - P,$$

а проницаемость и концентрация твердой фазы корки являются известными функциями σ , то непосредственной проверкой можно убедиться, что система соотношений (1.1), (1.2), (1.4) и (1.5) заменой переменных x и t на одну автомодельную переменную $\xi = x/h(t)$, где $h(t) = h_0 \cdot \sqrt{t}$ сводится к одному уравнению вида:

$$(k/\mu)P_{\xi}' = 0.5 \cdot h_0^2 \cdot [(1/c) \cdot \int_0^{\xi} \xi \cdot c_{\xi} \cdot d\xi - (1/\delta) \cdot \int_0^1 \xi \cdot c_{\xi} \cdot d\xi + (c^0 - \delta)/\delta] \quad (1.6)$$

с граничными условиями:

$$\xi = 0, P = 0; \xi = 1, P = P_0. \quad (1.7)$$

Здесь c^0 — концентрация твердой фазы в точке $x = h$: $c^0 = c(\sigma=0)$.

Поток фильтрата q через единицу площади при этом выразится следующим образом:

$$q = -(h_0/2 \sqrt{t}) \cdot [(c^0 - \delta)/\delta - (1/\delta) \cdot \int_0^1 \xi \cdot c_{\xi} \cdot d\xi]. \quad (1.8)$$

При некоторых упрощающих предположениях решение уравнения (1.6) может быть получено в элементарных функциях. Действительно, два последних слагаемых в правой части выражения (1.6) могут быть оценены следующим образом:

$$[(c^0 - \delta)/\delta - (1/\delta) \cdot \int_0^1 \xi \cdot c_{\xi} \cdot d\xi] = (\int_0^1 c \cdot d\xi - \delta)/\delta = (c_{cp} - \delta)/\delta,$$

где c_{cp} — средняя по толщине концентрация твердой фазы в корке. Для характерных в бурении значений параметров $c_{cp} \sim 0.5$, $\delta \sim 0.1$ сумма указанных слагаемых будет значительно превышать величину переменного слагаемого

$$(1/c) \cdot \int_0^{\xi} \xi \cdot c_{\xi} \cdot d\xi,$$

вклад которого в величину порового давления не превышает ~ 10–15 % от вклада суммы двух других слагаемых. Отсюда следует, что с удовлетворительной для качественного анализа точностью в правой части (1.6) можно сохранить только эти два постоянных слагаемых, что позволяет проинтегрировать уравнение (1.6) в элементарных функциях.

Если принять, что функции $k(\sigma)$ и $c(\sigma)$ могут быть аппроксимированы выражениями вида

$$k = k_1 \cdot (\sigma + \sigma_1)^{-n}, \quad c = c_1 \cdot (\sigma + \sigma_1)^m, \quad (1.9)$$

где k_1, c_1, σ_1, m, n — экспериментально определяемые константы, то тогда для величины h_0 , определяющей скорость роста фильтрационной корки ($h(t) = h_0 \cdot \sqrt{t}$), можно получить выражение вида:

$$h_0^2 = 2k_1 \cdot [(P_0 + \sigma_1)^{1-n} - \sigma_1^{1-n}] / [\mu \cdot (1-n) \cdot K], \quad (1.10)$$

где

$$K = (c_1 \cdot \sigma_1^m / \delta) \cdot [(P_0 / \sigma_1 + 1)^{1+m} - 1] / [(P_0 / \sigma_1 + 1)^{1-n} - 1] \cdot [1 + m / (1-n)] - 1. \quad (1.11)$$

Интегральный поток фильтрата через единицу площади поверхности корки Q при этом определится соотношением:

$$Q = \int_0^t q \cdot dt = -h_0 \cdot K \cdot \sqrt{t}. \quad (1.12)$$

Знак «-» в соотношении (1.12) отражает то обстоятельство, что в принятой системе координат (рис. 1.1) движение фильтрата внутрь корки соответствует движению в отрицательном направлении оси x .

При выполнении условий $P_0 \gg \sigma_1, c \gg \delta$ выражение для Q упрощается и принимает вид:

$$Q = - [2 \cdot k_1 \cdot c_1 \cdot P_0^{1+m-n} \cdot t / \mu \cdot \delta \cdot (1 + m - n)]^{0.5},$$

из которого следует, что зависимость водоотдачи от перепада давления имеет степенной характер, причем показатель степени зависит и от степени сжимаемости корки и, вообще говоря, отличен от значения 0.5, что и отмечается в экспериментах.

Отметим, что зависимость величины Q от времени имеет вид $\sim \sqrt{t}$, как в случае сжимаемой корки, так и при фильтрации с образованием не-

сжимаемого осадка. В последнем случае, к которому можно прийти, положив параметры n , m и σ_1 равными нулю, выражение (1.12) принимает известный в теории фильтрации вид:

$$Q = - \sqrt{2 \cdot (k/\mu) \cdot (c/\delta - 1)} \cdot P_0 \cdot t.$$

1.2. Анализ зависимости показателя фильтрации от перепада давления на корке

Экспериментальные данные показывают, что для некоторых буровых растворов зависимость водоотдачи от перепада давления имеет немонотонный характер, то есть в зависимости $Q(P_0)$ присутствует точка максимума, что объясняется сжимаемостью глинистой корки. В то же время, как следует из результатов предыдущего раздела, при степенной зависимости функций k и c от эффективного сжимающего напряжения σ кривая $Q(P_0)$ является монотонной функцией, не имеющей максимумов, поэтому представляет интерес исследование полученной зависимости при произвольных видах функций $k(\sigma)$ и $c(\sigma)$.

С этой целью воспользуемся описанным выше упрощением уравнения (1.6), при котором в правой части этого уравнения сохраняются только постоянные слагаемые. Обозначим через функцию $\pi(\sigma)$ интеграл

$$\pi(\sigma) = \int_0^{\sigma} (k(\sigma)/\mu) \cdot dP = - \int_0^{\sigma} (k(\sigma)/\mu) \cdot d\sigma$$

и, используя условие (1.7), получим выражение

$$\xi = 1 - \pi(\sigma)/\pi(\sigma_0), \quad \sigma_0 = P_0. \quad (1.13)$$

Для функции Q^2 , которая, согласно формуле (1.8), может быть представлена в виде:

$$Q^2 = - \pi(\sigma_0) \cdot [(c^0 - \delta)/\delta - (1/\delta) \cdot \int_0^1 \xi \cdot c_{\xi} \cdot d\xi] \cdot t,$$

с учетом соотношений

$$\int_0^1 \xi \cdot c_{\xi} \cdot d\xi = - \int_0^{\sigma_0} \xi \cdot c_{\sigma} \cdot d\sigma = - \int_0^{\sigma_0} (1 - \pi(\sigma)/\pi(\sigma_0)) \cdot c_{\sigma} \cdot d\sigma,$$

после некоторых преобразований можно получить соотношение вида:

$$\frac{dQ^2}{d\sigma_0} = - \frac{d\pi}{d\sigma_0} \cdot t \cdot [c(\sigma_0) - \delta] / \delta.$$

Анализ приведенного соотношения показывает, что, поскольку плотность глинистой корки $c(\sigma_0)$ на границе раздела с породой заведомо превышает объемную плотность твердой фазы δ в растворе и, согласно определению функции $\pi(\sigma)$, всегда выполняется неравенство $d\pi/d\sigma < 0$, то отсюда следует, что всегда будет выполняться неравенство $dQ^2/d\sigma_0 > 0$. Это означает, что при любом виде функций $k(\sigma)$ и $c(\sigma)$ зависимость водоотдачи от перепада давления будет являться монотонно-возрастающей функцией.

Отметим, что этот вывод получен с использованием описанного выше упрощающего предположения, которое, как отмечалось, вносит погрешность порядка 10–15 % в точное решение. Поскольку отмечаемое в экспериментах уменьшение величины Q после достижения точки максимума значительно превышает указанную погрешность, то на этом основании можно заключить, что сделанное упрощение существенным образом не влияет на полученный результат.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно сделать вывод, что наличие максимума в зависимости $Q(P_0)$ и существование критического давления, соответствующего точке максимума, при фильтровании буровых растворов не может быть объяснено уплотнением образующегося осадка (в данном случае глинистой корки), описываемым зависимостями вида $k(\sigma)$ и $c(\sigma)$. Очевидно, что этот эффект обусловлен развитием более сложных процессов в сжимаемом осадке.

Отметим, что указанным свойством обладают растворы, подвергшиеся обработке хиреагентами, вызывающими коагуляцию, то есть укрупнение частиц, поэтому можно предположить, что при приближении к критическому перепаду давления на корке в ее нижних слоях, испытывающих максимальное сжатие, может происходить разрушение крупных агрегатов из твердых частиц и распад их на более мелкие составляющие. По этой причине мельчайшие частицы бурового раствора, которые до начала процесса разрушения крупных агрегатов беспрепятственно проходили сквозь глинистую корку, после достижения критического перепада давления будут задерживаться ею, то есть при этом будет изменяться и структура корки. Таким образом, рассматриваемый эффект нужно связывать не только с уплотнением корки, но и с качественными преобразованиями ее структуры, происходящими под действием сжимающих нагрузок.

Другим обстоятельством, которое необходимо принимать во внимание при анализе рассматриваемого эффекта, является и то, что подобный

эффект наблюдается при вызове притока при освоении скважин в трещиноватых коллекторах. Повышение депрессии, то есть увеличение перепада давления при вызове притока, нередко приводит к существенному уменьшению дебита скважины, что объясняется смыканием трещин под действием сжимающих напряжений. Описание действия этого механизма путем введения зависимости проницаемости трещин от величины сжимающих напряжений, аналогичное вышеприведенному описанию этого эффекта в фильтрационных корках, приводит и к аналогичному выводу, заключающемуся в том, что при приближении эффективного сжимающего напряжения к предельному значению $\sigma_0 = P_0$, при котором проницаемость породы обращается в ноль, функция $Q(P_0)$ монотонно приближается к своему максимальному значению.

Вместе с тем, наличие явно выраженного максимума в зависимости $Q(P_0)$, по достижении которого эта функция становится убывающей, может быть объяснено неоднородностью свойств горной породы. Действительно, трещины, реально существующие в горной породе, различаются как по геометрическим параметрам, так и ориентацией относительно стенок скважины. Очевидно, что при одном и том же значении сжимающего напряжения вблизи стенки скважины эти трещины будут иметь различную степень раскрытости, то есть, значение предельного напряжения σ_0 , для каждой трещины будет своим, отличным от значения этого предельного напряжения в других трещинах.

В этом случае результирующая зависимость $Q(P_0)$, которая представляет собой сумму аналогичных зависимостей для каждой трещины, будет иметь максимум, после которого эта функция убывает до нулевого значения, соответствующего максимальному значению сжимающего напряжения, при котором смыкаются все трещины. Более того, если предположить, что все трещины или их какая-то часть под действием сжимающих напряжений смыкаются не полностью, то есть, эти трещины сохраняют некоторую минимальную фильтрационную проводимость, независимую или слабозависимую от дальнейшего увеличения сжимающего напряжения, то, очевидно, что при дальнейшем увеличении перепада давления фильтрационный поток будет возрастать. В этом случае функция $Q(P_0)$ будет иметь точку локального максимума и точку локального минимума.

Таким образом, учет неоднородности свойств породы достаточно простым образом может объясняться немонотонность зависимости притока от перепада давления в трещиноватых породах при зависимости проницаемости от напряжения вида $k(\sigma)$. Если учесть, что при обработке коагулянтами в глинистых растворах образуются агрегаты различного масштаба, составленные из глинистых частиц, то это, по существу, предопределяет и неоднородность свойств глинистой корки — более крупные и более мелкие

агрегаты, очевидно, различным образом будут реагировать и на сжимающую нагрузку, то есть предельное значение σ_0 и в глинистой корке будет величиной непостоянной, что может приводить к немонотонной зависимости водоотдачи от перепада давления.

1.3. Исследование процессов коркообразования в условиях динамической фильтрации

При циркуляции бурового раствора в стволе скважины толщина глинистой корки, образуемой на стенке скважины, ограничивается некоторым предельным равновесным значением, связанным обратной зависимостью со скоростью циркуляции. Причиной эрозии корки являются сдвиговые напряжения, развиваемые на ее поверхности потоком движущейся жидкости, и естественно предполагать, что предельная толщина корки соответствует условиям, при которых разрушающие сдвиговые напряжения на поверхности корки равняются пределу ее прочности.

Для аналитического описания рассматриваемого процесса воспользуемся выражением (1.13) предыдущего раздела, из которого при условиях (1.9) и условии $P_0 \gg \sigma_1$ вытекает следующее соотношение для распределения порового давления по толщине корки:

$$1 - P/P_0 = (x/h)^{1/(1-n)}.$$

Если обозначить через d характерный размер глинистой частицы, то перепад давления, приходящийся на внешний слой корки толщиной d , будет равен ΔP_d , где

$$\Delta P_d = P_0 \cdot (d/h)^{1/(1-n)}. \quad (1.14)$$

Исходя из наиболее простой концепции о пределе прочности корки, основанной на критерии Кулона-Мора, ее разрушение будет происходить тогда, когда сдвиговые напряжения достигнут величины $\tau_0 + a \cdot \Delta P_d$, где τ_0 — константа прочности корки на сдвиг, a — коэффициент ее внутреннего трения.

Для упрощения будем считать, что сдвиговая прочность корки на ее внешней границе, где корка еще не уплотнена, совпадает со значением динамического напряжения сдвига τ_0 в буровом растворе. Тогда для растворов, подчиняющихся реологическому уравнению Бингама

$$\tau = \tau_0 + \eta_p \cdot \gamma',$$

где τ — напряжение сдвига, η_p — пластическая вязкость, γ' — скорость сдвига, критерий разрушения корки примет вид:

$$\tau_0 + a \cdot \Delta P_d = \tau_0 + \eta_p \cdot \gamma'$$

или, с учетом (1.14),

$$h^* = d \cdot (a \cdot P_0 / \eta_p \cdot \gamma')^{1-n},$$

где через h^* обозначена предельная толщина корки, соответствующая скорости сдвига γ' .

Фильтрационный поток q через корку толщиной h^* будет при этом описываться соотношением

$$q = k_1 \cdot \gamma'^{1-n} / [\mu \cdot (1-n) \cdot (a/\eta_p)^{1-n} \cdot d], \quad (1.15)$$

из которого следует, что установившийся поток фильтрата связан степенной зависимостью со скоростью сдвига γ' , что и отмечается в экспериментах. При этом, как следует из формулы (1.15), значение показателя степени связано с константой n , характеризующей сжимаемость корки. По данным работы [104] показатель степени при γ' , фиксируемый в экспериментах, находится в интервале значений 0.6–0.7, а значение константы сжимаемости n , приведенное, в частности, в работе [41] лежит в пределах 0.2–0.7, что хорошо согласуется с полученной формулой (1.15).

Другим выводом, который следует из формулы (1.15), является то, что предельный поток фильтрата через корку в динамических условиях не зависит от значения перепада давления P_0 , что в соответствии с описываемым механизмом разрушения корки объясняется тем, что с изменением величины P_0 пропорциональным образом изменяется и равновесная толщина корки h^* . Этот вывод согласуется с экспериментальными данными согласно которым многократное увеличение перепада давления незначительно, на 10–20 %, увеличивает поток фильтрата через корку.

Оценка характерного времени t^* выхода процесса образования корки в динамических условиях на стационарный режим может быть получена с использованием условия

$$h^* \approx h_0 \cdot \sqrt{t^*},$$

из которого с учетом (1.9) и условия $P_0 \gg \sigma_1$, следует выражение вида

$$t^* = (a/\eta_p \cdot \gamma')^{2-2n} \cdot d^2 \cdot P_0^{1-n+m} \cdot \mu \cdot c_1 \cdot (1-n)^2 / [2k_1 \cdot \delta \cdot (1+n-m)]. \quad (1.16)$$

Отметим, что в действительности не существует точного времени смены двух режимов фильтрации, поскольку, в силу естественной неоднородности структуры корки частичное разрушение ее поверхности начинается несколько раньше момента времени t^* , определяемого формулой (1.16). С другой стороны, необходимо также учитывать, что после достижения предельной толщины корки некоторое время продолжается кольматирование корки мелкой фракцией твердой фазы бурового раствора, что

приводит к дальнейшему снижению величины фильтрационного потока. По этой причине формулу (1.16) следует рассматривать как ориентировочную формулу для приблизительной оценки времени формирования корки в динамических условиях.

Отметим также, что из-за необратимости процесса деформации глинистой корки размыв уже сформировавшейся корки при увеличении скорости циркуляции бурового раствора будет незначителен, так как при удалении от внешней поверхности корки даже на расстояние порядка нескольких характерных размеров d , перепад давления, действующий на этой глубине, возрастает, согласно формуле (1.14), многократно и, соответственно, существенно возрастает прочность корки на этой глубине. Это значит, что при размыве слоя корки толщиной, равной нескольким характерным размерам частиц, что составляет величину $\sim 10^{-2}$ см, будут обнажаться слои корки со значительно большей прочностью, уже не разрушающиеся под действием сдвиговых напряжений в размывающем потоке жидкости. Это явление действительно наблюдается в экспериментах, когда при переходе от меньших скоростей циркуляции раствора к большим, толщина сформировавшейся корки остается практически неизменной [104].

1.4. Асимптотические методы расчета фильтрационных течений в приствольной зоне скважины

Для корректного задания граничных условий при математическом моделировании процессов коркообразования и для анализа вероятности появления осложнений в процессе бурения необходимо количественно оценивать динамику изменения порового давления в приствольной зоне скважины. Простые аналитические (автомодельные) решения уравнения пьезопроводности при плоской постановке, которые часто используют для описания фильтрационного течения вблизи ствола скважины, могут приводить к значительным ошибкам, так как реальное фильтрационное течение имеет радиальный характер, то есть характеризуется цилиндрической симметрией. Уравнение пьезопроводности в постановке, соответствующей цилиндрической симметрии, вообще говоря, удовлетворяет условиям автомодельности, но единственной практически значимой задачей, в которой условиям автомодельности удовлетворяют также и граничные условия на стенке скважины, является задача о постоянном притоке (оттоке) жидкости к скважине. Другие задачи буровой механики, представляющие практический интерес, в подавляющем большинстве случаев характеризуются условием постоянного давления на стенке скважины, которое не удовлетворяет условиям автомодельности.

Для построения корректных и практически значимых для буровой механики решений нестационарного уравнения пьезопроводности при радиальном течении ниже излагаются асимптотические методы, позволяющие с удовлетворительной точностью строить необходимые решения. Для необходимых в дальнейшем качественных оценок и сопоставления получаемых результатов в разделе 1.4.1. приводятся некоторые известные аналитические решения теории фильтрации.

1.4.1. Некоторые аналитические решения одномерного уравнения пьезопроводности

Математическое моделирование процесса образования фильтрационной корки на поверхности полубесконечного насыщенного пористого тела при плоской постановке задачи принципиально не отличается от моделирования этого процесса, описанного в разделе 1.1. Отметим при этом, что как граничные условия, так и фильтрационное течение в корке и пористой среде удовлетворяют условиям автомодельности и искомое решение в этом случае зависит от одной переменной ξ вида

$$\xi = x / \sqrt{4 \cdot \chi \cdot t},$$

где при описании течения в фильтрационной корке параметр χ , определяемый формулой

$$\chi = k/\mu \cdot (m \cdot \beta_{ж} + \beta_{ск}) = k/\mu \cdot m \cdot \beta,$$

совпадет с коэффициентом пьезопроводности корки, а в области течения, соответствующей горной породе, этот параметр равен коэффициенту пьезопроводности породы. Параметр $m \cdot \beta_{ж} + \beta_{ск}$, входящий в выражение для коэффициента пьезопроводности и называемый в теории фильтрации упругоемкостью насыщенной пористой среды ($\beta_{ж}$, $\beta_{с}$ — коэффициенты сжимаемости насыщающей жидкости и скелета горной породы), для дальнейшего изложения удобнее представлять в виде двух сомножителей: m — пористости среды и β — коэффициента ее эффективной сжимаемости.

Используя на поверхности корки $x = h(t)$ ($\xi = \xi_0$) соотношения (1.3) и считая для упрощения корку однородным несжимаемым пористым телом, а фильтрат бурового раствора идентичным по свойствам пластовому флюиду, из граничных условий $P(\xi_0) = P_0$, $P(\infty) = 0$ и из условия равенства поровых давлений и потоков фильтрата в точке раздела корки и горной породы ($x = 0$, $\xi = 0$), для величины ξ_0 несложно получить соотношение вида:

$$\xi_0 = (m_s \cdot \beta_s \cdot P_0 / 2 \cdot (c_s / \delta - 1))^{0.5}. \quad (1.17)$$

Здесь и далее нижним индексом s обозначаются параметры, относящиеся к фильтрационной корке. При выводе формулы (1.17) учтено, для фильтрационных задач буровой механики выполняется условие $\beta_s \cdot P_0 \ll 1$, и, следовательно, выполняется условие $\xi_0 \ll 1$.

Из решения задачи коркообразования в плоской постановке следует, что перепад давления ΔP , приходящийся на глинистую корку, в силу автомодельности задачи будет постоянен и, с учетом формулы (1.17), величина этого перепада будет определяться выражением вида:

$$\Delta P = P_0 [1 + \sqrt{\pi k_s (c_s / \delta - 1) / 2km\beta P_0}]^{-1}. \quad (1.18)$$

Для характерных в условиях бурения отношений $c_s / \delta \sim 0.5$, $m \sim 0.1$, $\beta \cdot P_0 \sim 10^{-3}$ и в соответствии с формулой (1.18), величина ΔP будет составлять $0.3 \cdot P_0$ при $k/k_s \sim 10^{-4}$, $0.6 \cdot P_0$ при $k/k_s \sim 10^{-5}$, $0.8 P_0$ при $k/k_s \sim 10^{-6}$.

Из приведенных оценок следует, что в высокопроницаемых породах практически весь перепад давления между скважиной и пластом приходится на глинистую корку, а в средне- и низкопроницаемых породах перепады давления, приходящиеся на корку и на породу, будут сопоставимы друг с другом. Другими словами, при описании процесса коркообразования на стенке бурящейся скважины с помощью автомодельных решений, соответствующих плоской постановке задачи, получается, что распределение перепада давления между глинистой коркой и горной породой существенно зависит от свойств формирующейся корки и горной породы. В действительности же, как будет показано в следующем разделе, радиальный характер фильтрационного течения в горной породе обуславливает быстрое выравнивание величины давления на границе раздела корка-порода с пластовым давлением, откуда следует, что при моделировании процесса коркообразования на стенке скважины достаточно использовать только одно условие, согласно которому весь перепад гидродинамического давления между скважиной и пластом приходится на глинистую корку.

Из известного решения задачи о плоском фильтрационном течении [7], развивающемся под действием мгновенно приложенного к границе полубесконечного тела постоянного перепада давления P_0 и имеющем вид:

$$P = P_0 [1 - (2/\sqrt{\pi}) \cdot \int_0^{\xi} \exp(-\alpha^2) \cdot d\alpha],$$

можно получить несколько важных для дальнейшего оценок.

При условии $\varepsilon = P_0 \beta \ll 1$ выражение для глубины фронта проникновения $H(t)$ фильтра вглубь насыщенной пористой среды, следующее из приведенного решения, будет иметь вид:

$$H = (4 \cdot \varepsilon \cdot P_0 \cdot k \cdot t / \pi \cdot \mu \cdot m)^{0.5}.$$

Сопоставляя это выражение с выражением для глубины проникновения фильтрата внутрь ненасыщенной пористой среды, которое имеет вид

$$H = (2 \cdot \Delta P \cdot k \cdot t / \mu \cdot m)^{0.5},$$

можно заключить, что эффективный перепад давления $\Delta P_{\text{эф}}$, под действием которого происходит продвижение фильтрата в насыщенную пористую среду, составляет величину $\Delta P_{\text{эф}} = (2\epsilon/\pi) \cdot P_0$. Время T упругого перераспределения давления в области $x < H$ составляет величину $T \sim H^2/\chi \sim \epsilon^2 \cdot t$, то есть выполняется условие $T \ll t$, поэтому в пределах зоны проникновения фильтрата распределение порового давления может описываться решением квазистационарной задачи с перемещающейся внешней границей $H(t)$.

Для дальнейшего изложения важно привести еще одно известное в теории фильтрации полуаналитическое решение уравнения пьезопроводности с цилиндрической симметрией, также соответствующее условию мгновенного приложения постоянного перепада давления P_0 к стенке скважины радиуса R . Как известно [92], в этом случае изменение градиента давления на стенке скважины со временем с высокой точностью может быть описано соотношением вида:

$$P_r = P_0 [R \cdot \ln(1 + \sqrt{\pi \chi t / R^2})]. \quad (1.19)$$

Формула (1.19) в дальнейшем будет использована для анализа динамики фильтрационных процессов в приствольной зоне скважины, а также, в силу идентичности уравнений пьезопроводности и теплопроводности, для оценки интенсивности тепловых потоков через стенки скважины.

Приведем также известную формулу, описывающую изменения давления $P(t)$ в приствольной зоне скважины при закачке в скважину жидкости с постоянным удельным расходом q_0 [7]:

$$P(t) = - (q_0 \cdot \mu / 4\pi \cdot k) \cdot \ln(2.25 \cdot \chi \cdot t / R^2),$$

которая будет использоваться в дальнейшем при выполнении различных оценок.

1.4.2. Асимптотические методы расчета радиальных нестационарных фильтрационных течений в процессах коркообразования на стенке скважины

Динамика изменения величины порового давления на границе раздела фильтрационной корки толщиной $h(t)$, формирующейся на стенке скважины под действием перепада давления ΔP , и горной породой, в которую

поступает фильтрат бурового раствора, может быть качественно оценена, исходя из следующих соображений.

Скорость роста фильтрационной корки во времени $h' = dh/dt$, очевидно, связана с потоком фильтрата q через эту корку соотношением вида $h' \sim q$. С другой стороны, в соответствии законом Дарси, поток q может быть оценен соотношением вида $q \sim \Delta P/h$. Точнее, величина потока q не будет превышать указанной величины, поскольку перепад давления ΔP каким-то образом распределяется между коркой и породой и поэтому величина потока q определяется действием лишь некоторой части от всего перепада давления ΔP между скважиной и пластом.

Из приведенных соотношений следует зависимость вида $h' \sim \Delta P/h$, из которой для h и q вытекают соотношения $h \sim \sqrt{\Delta P \cdot t}$, $q \sim \sqrt{\Delta P/t}$. Таким образом, поток фильтрата через стенку скважины в горную породу в процессе формирования фильтрационной корки оценивается, причем в качестве верхней границы, зависимостью вида $q \sim 1/\sqrt{t}$, с помощью которой можно получить и оценки для функции давления на границе корки и породы.

Из известного решения уравнения пьезопроводности, приведенного в предыдущем разделе и описывающего распределение давления при постоянном потоке $q_0 = \text{const}$, следует, что перепад давления ΔP между стволом скважины и пластом в этом случае должен возрастать по закону $\Delta P \sim \ln(t)$. Из формулы (1.19) предыдущего раздела следует, что потоку фильтрата из ствола скважины в пласт, убывающему по закону $q \sim 1/\ln(t)$, соответствует перепад давления $\Delta P \sim \text{const}$, то есть наблюдается очевидная закономерность — меньшей интенсивности потока в пласт соответствуют и меньшие перепады давления, обеспечивающие такое фильтрационное движение. Полученная выше оценка $q \sim 1/\sqrt{t}$ для потока фильтрата через стенку скважины в пласт при формировании фильтрационной корки показывает, что, поскольку интенсивность потока в этом случае ниже, чем при движении с постоянным перепадом давления ($q \sim 1/\ln(t)$), то и перепад давления в этом случае должен отличаться от постоянной величины в меньшую сторону, то есть, должен быть убывающей функцией времени. Более строгое и точное обоснование этого вывода, излагаемое ниже и основанное на использовании интегрального преобразования Лашласа, приводит к следующей уточненной оценке зависимости ΔP от времени — $\Delta P \sim \ln(t)/\sqrt{t}$, соответствующей интенсивности радиального потока фильтрата из ствола скважины в пласт при формировании фильтрационной корки.

Нестационарное радиальное фильтрационное течение в пристволенной зоне скважины радиуса R описывается уравнением вида:

$$P_t = \chi \cdot (P_{\pi} + P/r), \quad (1.20)$$

В дальнейшем, если специально не оговаривается противное, будем использовать безразмерные переменные, сохраняя за ними прежние обозначения:

$$P/P_0, r/R, t/(R^2/\chi), u/(R/\chi), \chi_s/\chi.$$

Здесь, как и в предыдущих разделах, нижним индексом s отмечаются переменные, относящиеся к фильтрационной корке.

Будем рассматривать фильтрационное течение в горной породе, то есть, в области $r > 1$, полагая, что давление на границе раздела корки и породы описывается некоторой функцией времени $P(t, r=1)$, подлежащей дальнейшему определению. Граничными и начальными условиями для распределения порового давления в породе служат условия

$$r \rightarrow \infty, \lim P = 0; t = 0, P = 0.$$

При использовании интегральных преобразований для построения решения уравнения пьезопроводности (1.20) решением этого уравнения в изображениях по Лапласу [7] будет являться функция

$$P(r, \lambda) = P(1) \cdot K_0(r \sqrt{\lambda}) / K_0(\sqrt{\lambda}),$$

где символом P обозначено изображение искомой функции $P(t)$, символом $P(1)$ — изображение функции $P(t, r=1)$ на границе раздела корки и породы, K_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, λ — параметр преобразования Лапласа.

Для упрощения дальнейших выкладок будем предполагать, что фильтрационная корка представляет собой однородное недеформируемое тело с подвижной внешней границей $h(t)$, на которой выполняются условия:

$$P(h) = 1, u(h) = -b \cdot h', b = c/\delta - 1. \quad (1.21)$$

Используя то обстоятельство, что характерное время фильтрационных процессов для условий бурения удовлетворяет отношению $\chi \cdot t \gg R^2$, что эквивалентно отношению $\lambda \ll 1$, и оставляя только старшее слагаемое в разложении функции K_0 по малому параметру λ :

$$K_0(z) = -\ln(c \cdot z/2)(1 + z^2/4 + \dots), c = 1.78,$$

для изображения градиента P_r на стенке скважины получим следующее соотношение:

$$P_r = P(1)/\ln(\lambda \cdot c^2/4) + \dots$$

Обозначив через M выражение $m \cdot \beta \cdot P_0$, из граничных условий (1.21) получим равенство

$$b \cdot h \cdot h' = \chi_s \cdot M_s \cdot (1 - P(1)),$$

а из условия сопряжения потоков на границе $r = 1$ получим следующее уравнение в изображениях:

$$\lambda \cdot b \cdot h = -2M \cdot P(1) / \ln(\lambda \cdot c^2 / 4).$$

Далее применим метод последовательных приближений, используя в качестве нулевого приближения условие $P(1) = 0$. Тогда, в первом приближении, функция $h(t)$ примет вид:

$$h(t) = (2 \cdot \chi_s \cdot M_s / b)^{0.5} \sqrt{t}.$$

а для следующего приближения функции $P(1)$ будет справедливо выражение

$$P(1) = - (2 \cdot \chi_s \cdot M_s \cdot \pi)^{0.5} \ln(\lambda \cdot c^2 / 4) / 4 \cdot M \cdot \sqrt{\lambda}, \quad (1.22)$$

из которого, переходя к оригиналам, получим искомое выражение для функции $P(R)$ в размерной форме:

$$P(R) = P_0 \cdot (b \cdot k_s \cdot R^2 / 8 \cdot m \cdot k \cdot P_0 \cdot \beta \cdot \chi)^{0.5} \cdot \ln(9.2 \cdot \chi \cdot t / R^2) / \sqrt{t}. \quad (1.23)$$

Как и утверждалось выше, из формулы (1.23), описывающей в первом приближении динамику изменения порового давления на границе раздела глинистой корки и горной породы, следует, что величина этого давления со временем приближается к нулю (к пластовому давлению) по закону $\sim \ln(t) / \sqrt{t}$. При этом важно отметить, что при тех же значениях определяющих параметров, при которых анализировалась формула для перепада давления на корке (1.18), следующая из плоского решения, согласно полученной формуле (1.23), уже при значениях времени, находящихся в пределах первых десятков секунд, значение $P(R)$ составит величину $\sim 0.1 - 0.2 \cdot P_0$ и с течением времени величина $P(R)$ будет продолжать убывать по закону $\ln(t) / \sqrt{t}$. Отсюда следует вывод, что практически с начального момента времени образования корки на стенке скважины, весь перепад давления между скважиной и пластом будет приходиться на низкопроницаемую глинистую корку, под действием которого она формируется.

Другими словами, если в плоском случае интенсивности потока в проницаемую породу $q \sim 1 / \sqrt{t}$, определяемой процессом формирования фильтрационной корки на поверхности породы, соответствует постоянное давление на границе породы, то в случае радиального расширения фильтрационного потока в породе этой интенсивности соответствует убывающее со временем давление $P \sim \ln(t) / \sqrt{t}$ на входе в пористую среду. Этим доказывается неправомерность использования решений уравнения пьезопроводности в плоской постановке для анализа динамики изменения по-

рового давления в приствольной зоне скважины. При этом, полученный результат позволяет даже упростить постановку задачи формирования фильтрационной корки на стенке скважины при цилиндрической симметрии течения, как это и было сделано в п. 1.1, когда в качестве граничного условия на границе раздела корки и породы принималось нулевое значение порового давления. Напомним, что здесь и далее за нулевую точку отсчета величины давления принимается пластовое давление.

Аналогичным образом может быть построено асимптотическое решение, описывающее динамику порового давления в приствольной зоне скважины в условиях динамической фильтрации, то есть в условиях, когда толщина корки на стенке скважины ограничена некоторой предельной величиной. Заметим, что если в качестве нулевого приближения для величины порового давления на границе раздела корки и горной породы использовать соотношение $P(R) = 0$, то следующим приближением, по существу, будет решение, соответствующее известному решению при постоянном расходе, приведенное в предшествующем разделе 1.4.1. Это позволяет для оценки эффективного радиуса зоны возмущения L , воспользоваться значением L , следующим из этого решения:

$$L = \sqrt{2.25 \cdot \chi \cdot t}, \quad (1.24)$$

и которое может быть использовано при построении решения более сложной задачи о поршневом вытеснении пластового флюида с параметрами, отличающимися от параметров фильтрата бурового раствора.

Обозначив через h_f положение границы раздела фильтрата, имеющего динамическую вязкость μ , с пластовым флюидом с вязкостью μ_s , и учитывая свойство квазистационарности распределения порового давления в области $r < h_f$, вытекающее из оценок, приведенных в предыдущем разделе, для определения функции $h_f(t)$ получим уравнение

$$m \cdot h_f h_f' = k_s \cdot R \cdot P_0 / \mu \cdot h,$$

следующее из условия равенства потоков фильтрата через внутреннюю и внешнюю границы этой области. Полагая для упрощения, что проницаемость и пористость горной породы являются постоянными величинами и используя для определения величины давления на границе h_f решение задачи о работе скважины с постоянным расходом, имеющим в данном случае вид:

$$P(h_f) = P_0 \cdot (k_s \cdot \mu_f R / k \cdot \mu \cdot h) \ln(L/h_f), \quad (1.25)$$

с учетом условий сопряжения давлений и потоков на границах раздела сред получим, что давление в точке $r = R$ будет определяться формулой вида:

$$P(R) = (P_0/S) \cdot \ln[(L/R) \cdot (L/h_f)^{\mu_f/\mu - 1}], \quad h_f^2 = R^2 + 2 \cdot P_0 \cdot k_s \cdot R \cdot t / \mu \cdot h \cdot m. \quad (1.26)$$

Здесь величина L описывается формулой (1.24), а обобщенный безразмерный параметр S , определяемый соотношением

$$S = k \cdot h / k_s \cdot R, \quad (1.27)$$

характеризует фильтрационное сопротивление глинистой корки применительно к условиям фильтрации в данной горной породе.

Для выяснения вида зависимости, аналогичной (1.26) и справедливой для случая газонасыщенных пластов, запишем уравнение фильтрации пластового газа, пренебрегая деформированием пластового скелета в сравнении со сжатием газа в порах:

$$m \cdot \rho_t = \operatorname{div}(\rho \cdot u),$$

где через ρ обозначена плотность газа.

Принимая закон Дарси в обычной формулировке

$$u = - (k/\mu) \cdot P_r,$$

а уравнение состояния газа в виде

$$P = (P^*/\rho^*) \cdot \rho,$$

где P^* и ρ^* — давление и плотность газа в исходном состоянии, получим уравнение, описывающее фильтрационное течение газа:

$$P_t = (k/2 \cdot \mu \cdot m) \cdot [(P^2)_{rr} + (P^2)_{r/r}].$$

Учитывая то, что в процессе бурения поровое давление в пласте изменяется незначительно, в дальнейшем будем использовать приближение, позволяющее линеаризовать приведенное уравнение:

$$P^2 = (P^* + p)^2 \approx P^{*2} + 2 \cdot P^* \cdot p.$$

Для переменной p уравнение фильтрации принимает вид:

$$p_t = (k \cdot P^*/\mu \cdot m) \cdot (p_{rr} + p_r/r),$$

то есть, традиционный вид уравнения пьезопроводности, в котором коэффициент пьезопроводности определен выражением $k \cdot P^*/\mu \cdot m$.

Очевидно, что в этом случае и соотношение (1.26), описывающее изменение давления в пристволенной зоне, сохранит свой вид, хотя его можно упростить, используя то обстоятельство, что для вязкости газа μ_f справедливо отношение $\mu_f \ll \mu$, где μ — вязкость фильтрата бурового раствора:

$$P(R) = (P_0/S) \cdot \ln(h_f/R).$$

Последнее выражение означает, что давление за глинистой коркой при бурении в газонасыщенных породах изменяется так, как если бы

фильтрат бурового раствора поступал в ненасыщенную породу. Действительно, из формулы (1.25) следует, что при выполнении условия $\mu_f \ll \mu$ давление на фронте проникновения фильтрата в породу близко к нулю.

Анализ формулы (1.26) показывает, что главным фактором, определяющим интенсивность роста порового давления в приствольной зоне скважины в процессе бурения, является величина безразмерного обобщенного параметра S , определяемого формулой (1.27) и характеризующего совокупность фильтрационных свойств глинистой корки и разбуриваемой горной породы. Для высокопроницаемых пород, когда справедлива оценка $k/k_S \sim 10^5 - 10^7$, величина параметра S , при условии $h/R \sim 10^{-2}$ будет находиться в диапазоне значений $10^3 - 10^5$, в низкопроницаемых породах при $k/k_S \sim 10^2 - 10^4$ величина S будет изменяться в пределах 1–100.

Как следует из формулы (1.26), влияние коэффициента пьезопроводности χ на динамику роста порового давления в приствольной зоне скважины незначительно, так как этот параметр входит в формулу под знаком логарифма, поэтому, в целом, на основании вышеизложенного можно заключить, что при бурении высокопроницаемых пород темпы роста порового давления в приствольной зоне скважины в условиях динамической фильтрации будут значительно ниже, чем при бурении низкопроницаемых пород.

Формула (1.26) позволяет также сделать заключение, что при прочих равных условиях поровое давление за глинистой коркой растет быстрее, если вязкость пластового флюида существенно превышает вязкость бурового раствора.

Проведенный анализ закономерностей процессов коркообразования на стенках скважины и определяемой этим процессом динамики роста порового давления в приствольной зоне скважины важен для прогнозирования таких осложнений в процессе бурения глубоких скважин, как потеря устойчивости стенок скважин из-за перераспределения напряжений в породе и образование прихватов бурильных труб при остановке бурения.

1.5. О механизме образования прихватов бурильных труб под действием дифференциального давления

1.5.1. Образование прихватов бурильных труб в вертикальных скважинах

Прихваты бурильных труб под действием перепада гидродинамического давления между скважиной и пластом (дифференциального давления) относятся к числу наиболее тяжелых и дорогостоящих осложнений в бурении. Экспериментально-промысловыми и теоретическими исследованиями установлено [52, 66, 101, 109 и др.], что основными факторами, обу-

словливающими образование прихватов в интервале проницаемых горных пород при остановке процесса бурения, является величина перепада давления, показатель фильтрации бурового раствора и концентрация твердой фазы в нем, размер кольцевого зазора между колонной и стенкой скважины, продолжительность остановки циркуляции бурового раствора и неподвижного состояния колонны и т. д. Вместе с тем, единого и общепринятого взгляда на механизм образования прихватов и, тем более, теории, дающей количественные оценки этого процесса, к настоящему времени не существует. Целью настоящего раздела является описание процесса прихватообразования в вертикальных скважинах под действием дифференциального давления с учетом изложенных в предыдущих разделах результатов, относящихся к закономерностям образования низкопроницаемых фильтрационных корок на стенках бурящихся скважин.

Как известно, прихват бурильной колонны образуется при остановке бурения и контакте неподвижных труб со стенками скважины в интервале проницаемых пород. При этом образуется перепад давления на внешней стороне трубы, на которую действует давление, обусловленное весом столба жидкости в скважине, и на внутренней стороне, контактирующей с глинистой коркой, поровое давление внутри которой определяется фильтрационным взаимодействием жидкости в корке с пластовым флюидом. Таким образом, на силу прижатия труб к стенке скважины влияет не весь перепад давления между скважиной и пластом, а разность давления жидкости в скважине и на границе корки со стенкой, динамика изменения которого для случая одномерного фильтрационного течения была проанализирована в предыдущих разделах этой главы.

Как следует из анализа формул (1.26), (1.27), в низкопроницаемых породах в сравнении с высокопроницаемыми рост порового давления на границе раздела корки и породы в процессе бурения, то есть, в условиях динамической фильтрации, происходит интенсивнее и, следовательно, опасность образования прихватов при этом снижается. Поскольку, при прочих равных условиях, поровое давление растет тем быстрее, чем выше вязкость пластового флюида, то это означает, что нефтенасыщенные породы менее прихватоопасны, чем водонасыщенные. По этой же причине опасность прихватов в газонасыщенных пластах выше, чем в водо- и нефтенасыщенных.

В дальнейшем за нулевую точку отсчета порового давления будем принимать величину порового давления за глинистой коркой на момент остановки бурения, которая может быть определена формулами (1.26) и (1.27). В действительности в период остановки бурения в приствольной зоне скважины происходит процесс восстановления пластового давления, но этот процесс происходит сравнительно медленно и должен учитываться лишь при длительных остановках.

Поскольку толщина глинистой корки на стенке скважины в динамических условиях оценивается величиной $\sim 0.5-1$ мм, то при описании образо-

вания прихвата бурильной колонны в вертикальных скважинах будем пренебрегать начальной толщиной корки и полагать, что колонна труб прилегает непосредственно к стенке скважины. При остановке процесса бурения, то есть, при прекращении циркуляции бурового раствора, глинистая корка под действием дифференциального давления начинает непрерывно нарастать, при этом увеличивается длина линии контакта L бурильных труб с коркой (рис. 1.2а) и, соответственно, растет сила прижатия колонны к стенке. С этих позиций механизм прихватообразования в вертикальных скважинах обусловлен ростом глинистой корки после остановки бурения, поэтому для определения динамики роста силы прихвата со временем необходимо определить скорость увеличения длины линии контакта трубы и глинистой корки и распределение порового давления вдоль этой линии.

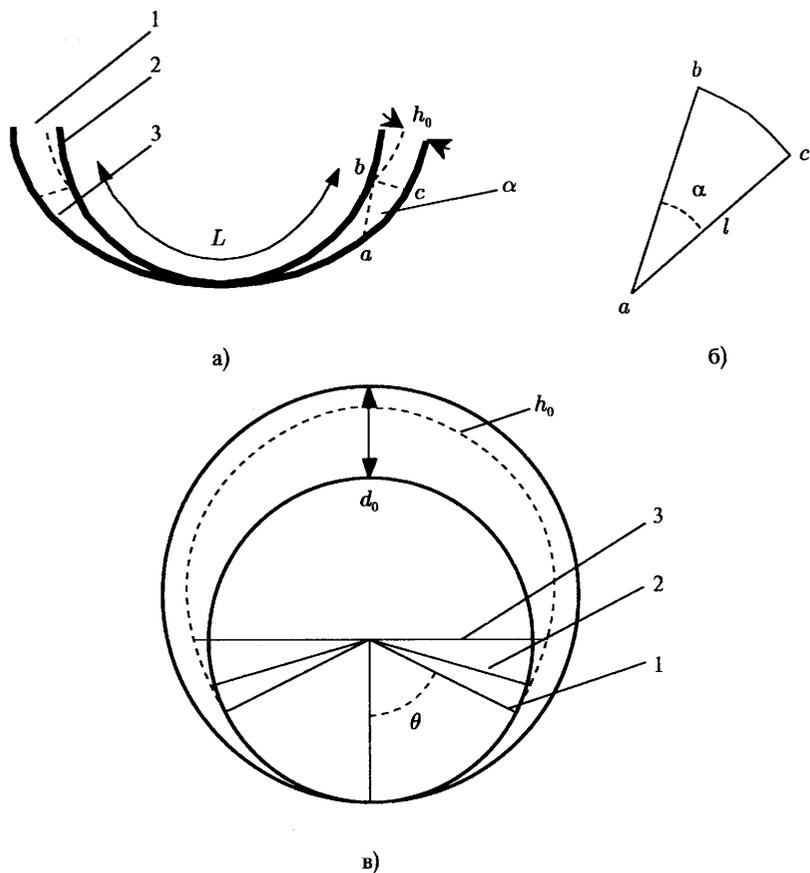


Рис. 1.2.

Подчеркнем, что в рассматриваемом механизме образования прихвата отсутствует учет деформации глинистой корки, а точнее, учет образования валиков из выдавливаемой глины при внедрении стенки трубы в корку достаточной большой толщины. Этот процесс действительно может происходить и количественное описание его чрезвычайно сложно, главным образом, из-за неопределенности реологии той среды, которую представляет собой глинистая корка в забойных условиях. В то же время, в интервалах наиболее прихватоопасных участков бурильной колонны, а ими являются секции труб увеличенного диаметра, динамическая толщина глинистой корки на стенках скважины в исходном состоянии перед остановкой бурения настолько мала, что процессом внедрения труб в корку и сопутствующим образованием валиков из выдавливаемой глины можно пренебречь.

Из анализа геометрии двумерной области, образованной коркой, формирующейся вблизи точки касания бурильной трубы и стенки скважины (рис. 1.2а), следует, что скорость перемещения вдоль поверхности трубы точки b , то есть точки контакта поверхности глинистой корки и поверхности бурильной трубы, не может быть меньше скорости, определяемой ростом корки по одномерному закону. При этом поверхность корки в точке b должна быть ортогональна поверхности трубы, поскольку последняя в силу своей непроницаемости является линией тока для фильтрационного течения внутри корки, а свободная поверхность корки, очевидно, является линией равного давления. По мере удаления от точки b поверхность корки по форме должна приближаться к окружности, поскольку вдали от зоны контакта поверхность корки нарастает по одномерному закону.

Исследование геометрии свободной поверхности корки от точки b до участка одномерного фильтрационного течения, где толщина корки растет по закону $h_0(t)$, на качественном уровне можно провести следующим образом.

С учетом квазистационарности фильтрационных процессов в глинистой корке малой толщины распределение порового давления в ней будет описываться двумерным уравнением Лапласа

$$\Delta P = 0 \quad (1.28)$$

с граничными условиями: $P = 0$ на границе корки и горной породы; $P_n(L) = 0$ — условие непроницаемости поверхности трубы; $P = P_0$ на внешней границе корки h , которая, вообще говоря неизвестна, но асимптотически переходит в окружность при удалении от области контакта корки с трубой (рис. 1.2а). Положение этой границы и решение уравнения Лапласа (1.28) внутри области контакта будут определять длину линии контакта L и характер изменения порового давления на этой линии.

Как отмечалось выше, вдали от зоны контакта с бурильной трубой глинистая корка нарастает в соответствии с одномерным законом фильтрации с градиентом давления P_r , равным отношению P_0/h_0 , где h_0 — толщина корки

вдали от зоны контакта. При этом скорость движения корки вдоль стенки трубы, являющейся линией тока, должна быть не меньше величины $\sim P_0/h \cdot \alpha$, где α — угол между касательными к стенке трубы и к стенке скважины. В реальных условиях бурения выполняется соотношение $h/R \ll 1$, то есть толщина корки намного меньше радиуса скважины, поэтому будет справедливым и соотношение $\alpha \ll 1$. Это означает, что в некоторой окрестности точки b поверхность корки должна иметь форму, которая будет обеспечивать необходимую высокую скорость нарастания корки в точке b .

Предположим сначала, что форма свободной поверхности корки вблизи точки b значительно отличается от окружности, а именно, что толщина корки в этой точке существенно превосходит величину $h_0(t)$. Сформулируем вспомогательную задачу, позволяющую провести качественный анализ искомого решения в этом случае. Будем рассматривать уравнение Лапласа (1.28) в области abc треугольной формы (рис. 1.26) с граничными условиями: $P_n = 0$ на отрезке $ab = l$; $P = 0$ на отрезке $ac = l$; $P = P_0$ на дуге bc окружности радиуса l .

Сопоставляя области abc на рис. 1.2а и рис. 1.26, можно заключить, что области построения решения вспомогательной задачи и искомого решения близки между собой. Действительно, в силу малости угла α касательная ba к стенке трубы в точке b будет мало отличаться от линии контакта с условием $P_n = 0$, по той же причине дуга ac на рис. 1.26 с условием $P = 0$ может быть заменена отрезком прямой. Линия bc ортогональна поверхности стенки трубы в точке b , поскольку $\text{grad } P$ в этой точке в силу непроницаемости стенки ортогонален ей, а свободная поверхность корки, с частью которой совпадает bc , является изобарой $P = P_0$. Поэтому дуга bc на рис. 1.26, ортогональная ab и ac , приближенно совпадает с отрезком bc на рис. 1.2а. Отсюда следует, что все качественные выводы, следующие из решения вспомогательной задачи, могут быть перенесены и на решение исходной задачи.

Как известно [47], элементарным решением уравнения (1.28) является решение вида

$$P = r^k \cdot \text{Sin}(k \cdot \varphi), \quad (1.29)$$

где k — произвольное действительное число, r и φ — полярные координаты с центром в точке a . Функцию $P_0 = \text{const}$ на границе bc можно представить в виде сходящегося ряда

$$P_0 \equiv (4 \cdot P_0 / \pi) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (1 / (2 \cdot k - 1)) \cdot \text{Sin}(\pi \cdot \varphi \cdot (2 \cdot k - 1) / 2 \cdot \alpha)$$

в интервале $(0, \alpha)$ изменения аргумента φ . Этот ряд индуцирует вид полного решения уравнения Лапласа (1.28) в треугольной области abc в виде суммы элементарных решений (1.29) с соответствующими коэффициентами:

$$P = (4 \cdot P_0 / \pi) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (1 / (2 \cdot k - 1)) \cdot \text{Sin}(\pi \cdot \varphi \cdot (2 \cdot k - 1) / 2 \cdot \alpha) \cdot (r/l)^{\pi \cdot \varphi \cdot (2 \cdot k - 1) / 2 \cdot \alpha},$$

которая свертывается в конечное выражение вида:

$$P = (2 \cdot P_0 / \pi) \cdot \text{arctg} \{ 2 \cdot (r/l)^{\pi/2 \cdot \alpha} \cdot \text{Sin}(\pi \cdot \varphi / 2 \cdot \alpha) / [1 - (r/l)^{\pi/\alpha}] \}. \quad (1.30)$$

Непосредственной проверкой можно убедиться, что решение (1.30) полностью удовлетворяет как уравнению (1.28), так и сформулированным выше граничным условиям.

Из решения (1.30) следует, что на отрезке ab ($\varphi = \alpha$) давление P будет изменяться по закону

$$P = (4 \cdot P_0 / \pi) \cdot \text{arctg}(r/l)^{\pi/2 \cdot \alpha} \approx P_0 \cdot (1 - r/h + \dots),$$

где $h = l \cdot \alpha$, $r = 1 - r$, то есть, давление P по мере удаления от точки b вдоль отрезка ab убывает с характерным линейным масштабом убывания, равным длине h дуги bc . Фильтрационный поток в точке b определяется величиной P_b , которая, согласно (1.30), будет равна

$$P_b(\varphi = \alpha) = P_0 / l \cdot \alpha = P_0 / h.$$

Отсюда следует, что, если поверхность корки вблизи точки b существенно отличается от круговой поверхности, определяемой одномерным законом роста корки, то скорость нарастания корки вдоль поверхности трубы, определяемая отношением P_0/h , будет значительно (примерно, в $\sim 1/\alpha$ раз) ниже скорости, индуцируемой одномерным законом роста корки. Таким образом, решение сформулированной вспомогательной задачи показывает, что такая форма поверхности корки в области контакта трубы со стенкой невозможна.

Рассмотрим вариант задачи со смешанным граничным условием на дуге bc , когда на этой дуге выполняется условие типа

$$P = (\varphi/\alpha_0) \cdot P_0, \quad 0 < \varphi < \alpha_0; \quad P = P_0, \quad \alpha_0 \leq \varphi \leq \alpha.$$

Этот вариант постановки вспомогательной задачи физически соответствует случаю, когда толщина корки в точке b сопоставима с величиной $h_0(t)$.

Аналогично тому, как это было сделано выше, раскладывая граничную функцию в тригонометрический ряд, можно получить решение вида

$$P = (8 \cdot \alpha \cdot P_0 / \pi^2 \cdot \alpha_0) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (1 / (2 \cdot k - 1)^2) \cdot \text{Sin}(\pi \cdot \varphi \cdot (2 \cdot k - 1) / 2 \cdot \alpha) \times \\ \times \text{Sin}(\pi \cdot \alpha_0 \cdot (2 \cdot k - 1) / 2 \cdot \alpha) \cdot (r/l)^{\pi \cdot \varphi \cdot (2 \cdot k - 1) / 2 \cdot \alpha},$$

которое уже не приводится к конечному выражению, но позволяет определить, что убывание давления P вдоль линии ab происходит также на характерном линейном масштабе, равном длине дуги bc , а градиент в точке b будет близким к величине $P_0/l\alpha$, то есть, также существенно ниже, чем этого требует одномерный закон роста корки.

Таким образом, на основании анализа результатов решения вспомогательных задач можно заключить, что при предположении, при котором скорость роста корки в области контакта бурильной трубы и стенки скважины превышает скорость, определяемую законом ее одномерного роста, распределение порового давления вблизи свободной поверхности не будет обеспечивать требуемой скорости роста корки. Анализ показывает, что необходимое соотношение фильтрационных потоков в окрестности точки b будет достигаться, если свободная поверхность корки вблизи этой точки аппроксимируется частью окружности малого радиуса r_0 , где величина r_0 удовлетворяет условию $r_0 \leq \alpha \cdot h_0$. При этом остальная, основная часть дуги bc , должна и по длине и по форме соответствовать форме, определяемой одномерным законом нарастания корки, а качественные особенности фильтрационного течения в корке в области контакта бурильной трубы и стенки скважины будут такими же, как и в варианте решения второй вспомогательной задачи со смешанным граничным условием при $\alpha_0 \rightarrow \alpha$.

На основании проведенного качественного анализа особенностей распределения порового давления в формирующейся глинистой корке можно заключить, что двумерностью процесса коркообразования вблизи линии контакта корки со стенкой трубы в действительности можно пренебречь и считать, что корка в этой области нарастает практически таким же образом, как и вдали от нее, то есть, по законам одномерной фильтрации. Другой важный вывод, следующий из проведенного анализа, заключается в том, что, согласно решению второго варианта вспомогательной задачи поровое давление на линии контакта будет убывать до нуля на характерном масштабе, равном толщине корки. Это означает, что при выполнении соотношения $L \gg h_0$ поровое давление на линии контакта при расчете силы прихвата можно почти всюду считать нулевым, исключая концевые участки, имеющие размеры порядка толщины корки.

Заметим, что из проведенного анализа следует, в частности, вывод, что при образовании прихватов, обусловленных внедрением трубы в корку значительной толщины, сопровождаемым, как это отмечалось выше, выдавливанием валиков глины, фильтрационные потоки в этих валиках будут практически отсутствовать, поскольку эти потоки обратно пропорциональны толщине валиков. Это означает, что динамика нарастания силы прихвата в таких случаях будет определяться не скоростью роста корки в

состоянии покоя, а динамикой вытеснения глины из-под углубляющейся в корку бурильной трубы.

Для количественного описания закона возрастания силы прихвата во времени воспользуемся соотношениями, полученными в предыдущих разделах и определяющими динамику процесса формирования корки (формулы (1.10) и (1.11)), а также формулами, следующими из геометрии расположения колонны труб радиуса R_T в скважине:

$$\cos \theta = 1 + (h^2 - 2 \cdot h \cdot R) / 2 \cdot R_T \cdot (R - R_T),$$

где θ — центральный угол в бурильной трубе, отсчитываемый от вертикали до точки контакта корки со стенкой трубы. При условии $h \ll R$ и с учетом того, что поровое давление можно принять равным нулю по всей линии контакта, для силы прижатия колонны, приходящейся на единицу ее длины, будет справедлива формула:

$$F = 2 \cdot P_0 \cdot R_T \cdot \sin \theta = 2 \cdot P_0 \cdot R_T \cdot \sin [t^{0.25} \cdot (2 \cdot R \cdot h_0 / R_T \cdot (R - R_T))^{0.5}], \quad (1.31)$$

где h_0 определяется с помощью формулы (1.10).

Как следует из формулы (1.31), динамика силы прижатия колонны труб к стенке скважины при образовании прихватов в вертикальных скважинах определяется свойствами глинистой корки, влияющими на темпы ее роста; величиной дифференциального давления с учетом его фактического значения, определяемого динамикой роста порового давления в приствольной зоне скважины в процессе бурения; величиной кольцевого зазора и продолжительностью периода остановки бурения. Рост силы прижатия, как это следует из формулы (1.31), будет максимальным в начальный период остановки.

1.5.2. Образование прихватов бурильных труб в наклонно-направленных скважинах

Поскольку реально существующие скважины всегда имеют некоторое отклонение от вертикали, тем более, если рассматривать случай наклонно-направленного бурения, то описанный в предыдущем разделе механизм прихватаобразования следует считать лишь одним из возможных механизмов образования прихватов бурильных колонн. В подавляющем большинстве случаев колонна бурильных труб в процессе бурения прилегает к стенкам скважины, создавая тем самым зазор эксцентричной формы в стволе скважины. Как известно, в случае, когда буровой раствор обладает вязкопластичными свойствами, при циркуляции раствора в сужающихся участках зазора вблизи линии контакта бурильных труб со стенкой скважины образуются застойные зоны, в которых отсутствует течение жидкости, то есть, в этих зонах, по существу, создаются условия, характерные

для статической, а не динамической фильтрации. Таким образом, еще до остановки процесса бурения в наклонных скважинах формируются застойные зоны между бурильными трубами и стволом скважины, заполненные глинистой массой.

Существование заглинизированных зон в области контакта труб со стенкой наклонной скважины принципиально меняет механизм образования прихвата труб при остановке процесса бурения в сравнении со случаем бурения вертикальной скважины. Действительно, в процессе бурения из-за непрерывного продольного смещения колонны вдоль стенок скважины сцепление глинистой массы, накопившейся в застойной зоне, с поверхностью труб отсутствует и поровое давление на линии контакта этой массы с колонной труб совпадает с гидродинамическим давлением в стволе скважины. При остановке бурения и развитии адгезионных процессов эта линия контакта становится непроницаемой границей для фильтрата бурового раствора, что приводит к оттоку фильтрата из заглинизированной зоны и к соответствующему снижению величины порового давления в этой зоне и на линии контакта.

Таким образом, в отличие от процессов прихватаобразования в вертикальных скважинах, где динамика этого процесса определяется скоростью роста фильтрационной корки на стенках скважины во время остановки бурения и соответствующего роста длины линии контакта труб с поверхностью корки, в наклонной скважине динамика роста силы прижатия труб к стенкам скважины под действием дифференциального давления будет определяться динамикой выравнивания порового давления в глинистой массе, уже накопившейся в сужении кольцевого зазора в процессе бурения, с пластовым давлением. Для количественного описания этого процесса необходимо оценить размеры зоны глинизации и динамику протекания фильтрационных процессов в ней после остановки бурения.

Для определения размеров застойных зон, формирующихся в сужениях кольцевого зазора при циркуляции бурового раствора в стволе скважины, будем использовать наиболее простую реологическую модель вязкопластичной жидкости

$$\tau = \tau_0 + \eta_p \cdot v_n,$$

где v_n — скорость деформации сдвига жидкости в направлении n , а остальные обозначения совпадают с ранее принятыми.

Обозначим через $i > 0$ потери гидродинамического давления при обтекании единицы длины колонны труб, то есть $i = -\partial P / \partial z$, и введем безразмеривающие множители следующим образом: для скорости течения — $i \cdot R^2 / 2 \cdot \eta_p$, для линейных размеров — R , для напряжений — $i \cdot R / 2$, сохраняя за переменными прежние обозначения.

Тогда, используя для описания течения вязкопластичной жидкости в эксцентричном канале решение для щели с медленно меняющейся высо-

той [31, 111], то есть, полагая течение в каждом участке сужающегося зазора квазиплоским, получим стандартные уравнения равновесия [50] элементарного объема жидкости:

$$P_z = \tau_x,$$

где x — координата, ортогональная к стенке зазора в данной точке.

Используя обычные граничные условия, а именно, условия прилипания жидкости к стенкам зазора и условие непрерывности скорости жидкости на границе с ядром течения в срединной части зазора, для скорости течения в области, примыкающей к стенке, получим следующую формулу:

$$v = -x^2 + (d - \tau_0) \cdot x,$$

где d — безразмерная ширина зазора в данной точке.

Используя то обстоятельство, что диаметры труб и скважины близки между собой, то есть, смещение оси колонны относительно оси скважины мало, будем для упрощения выкладок считать, что нормаль к стенке зазора направлена по радиусу к оси колонны. Тогда, обозначая через θ угол, образованный направлением в данную точку зазора и вертикалью (рис. 1.2в), получим, что условием, когда размер ядра течения в средней части потока жидкости сравняется по ширине с шириной зазора ($d = \tau_0$), будет соотношение вида:

$$d = [1 - (1 - p)^2 \cdot \sin^2 \theta]^{0.5} - p - (1 - p) \cdot \cos \theta = \tau_0, p = R_T/R.$$

Как известно, напряжение сдвига в вязкопластической жидкости в ядре течения не превышает предельного значения напряжения сдвига τ_0 , поэтому жидкость в этой части потока движется как единое целое. Условие, когда размеры этого ядра совпадают с шириной зазора, является условием остановки течения жидкости в зазоре, то есть, применительно к рассматриваемой ситуации, условием формирования застойной зоны в сужающейся части кольцевого зазора между стенкой скважины и стенкой буровой трубы.

В действительности размеры зоны глинизации сужающейся части кольцевого зазора будут превышать размеры застойной области, определяемой по вышеприведенной формуле. Как отмечалось в разделе 1.3, толщина глинистой корки на стенке скважины, формирующейся в условиях динамической фильтрации, обратно-пропорциональна скорости деформации сдвига v_x потока циркулирующего бурового раствора, поэтому кольцевой зазор будет перекрыт глинистой коркой еще вне застойной зоны, в области малых скоростей деформации сдвига.

Принимая для упрощения выкладок модель несжимаемой глинистой корки и используя результаты раздела 1.3, относящиеся к закономерностям формирования глинистой корки в условиях динамической фильтрации, согласно которым толщина корки h в каждой точке стенки скважины

обратно-пропорциональна скорости сдвига v_x , для толщины h корки в каждой точке стенки скважины получим уравнение вида:

$$h/h_0 = (d_0 - \tau_0 - h_0)/(d - \tau_0 - h),$$

в котором через d_0 и h_0 обозначены исходная толщина зазора и равновесная толщина корки в условиях динамической фильтрации в максимально широком участке зазора, то есть при $\theta = \pi$ (рис. 1.2в). Для упрощения выкладок показатель степени в зависимости между толщиной корки и скоростью деформации сдвига принят равным 1, хотя сделанные ниже выводы принципиальным образом не изменяются, если этот показатель будет отличаться от 1.

Анализ решения приведенного выше уравнения, которое можно представить в виде функции $h(d, d_0, \tau_0, h_0)$, показывает, что толщина корки h на большей части стенки скважины постоянна и равна величине h_0 , но по мере приближения к значению $d^* = 2 \cdot h^*$, где h^* определено равенством

$$h^* = [h_0 \cdot (d_0 - \tau_0 - h_0)]^{0.5},$$

величина h резко возрастает и далее решение вышеприведенного уравнения перестает существовать. Такую особенность поведения функции h естественно интерпретировать, как следствие приближения к застойной зоне, то есть к области неограниченно растущей глинистой корки.

На рис. 1.2в пунктирными линиями изображено положение заглинизированных зон, рассчитанных по полученной выше формуле при значениях $\tau_0 = 0, 0.01$ и 0.1 , $p = 0.8$, $d_0 = 0.4$, $h_0 = 5 \cdot 10^{-3}$. Как следует из рис. 1.2в, размеры этих зон могут быть весьма значительными, даже при $\tau_0 = 0$ угол раствора θ составляет величину $\sim 58^\circ$.

Как отмечалось выше, с момента остановки процесса бурения поверхность контакта колонны труб с глинистой массой становится непроницаемой границей, что приводит к выравниванию порового давления в этой массе с пластовым давлением. В силу значительной протяженности застойной зоны динамику изменения порового давления будем описывать с использованием квазиплоского приближения, то есть будем считать, что фильтрационное движение в корке одномерно и направлено по нормали к стенке трубы, обозначаемую в дальнейшем переменной x .

Постановка задачи описания процесса перераспределения порового давления в глинистой массе после остановки бурения примет вид:

$$P_t = \chi_s \cdot P_{xx}, P_x(x=0) = 0, P(x=d) = 0$$

с начальным распределением порового давления по линейному закону:

$$t = 0, 0 \leq x \leq d, P = \varphi(x) = P_0 \cdot (1 - x/d).$$

Поставленная задача имеет точное решение [36], выражающееся следующей формулой:

$$P = (2 \cdot P_0/d) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \exp[-\chi_s(2n+1)2\pi^2 t/4d^2] \times \\ \times \text{Cos}[(2n+1)\pi x]/2d] \cdot \int_0^d \varphi(\alpha) \text{Cos}[(2n+1)\pi \alpha / 2d] d\alpha ,$$

из которой следует приближенное решение вида:

$$P \approx (8 \cdot P_0/\pi^2) \cdot \exp(-\chi_s \cdot \pi^2 \cdot t/4 \cdot d^2) \cdot \text{Cos}(\pi \cdot x/2 \cdot d).$$

Из последней формулы вытекает, что характерное время выравнивания порового давления в глинистой массе в застойных зонах с пластовым давлением после остановки процесса бурения может быть оценено величиной t^* :

$$t^* = 4 \cdot d^2/\pi^2 \cdot \chi_s.$$

Принимая для оценок, что $d \sim 1-2$ см, $\chi_s \sim 10^{-2}-10^{-3}$ см²/с, получим, что значение t^* будет находиться в интервале 50–2000 с, что соответствует длительности периода остановки процесса бурения наклонных скважин, в течение которого в действительности происходят прихваты бурильных колонн. Это позволяет заключить, что описанный в данном разделе механизм образования прихватов бурильных колонн при бурении наклонных скважин в достаточной степени адекватен реальным процессам прихватобразования.

1.6. Исследование влияния вязкопластичных свойств бурового раствора на глубину его проникновения в продуктивные пласты

Глинистые растворы, применяемые в бурении, в реологическом отношении представляют собой тиксотропные обратимые коагуляционные системы, для описания свойств которых используются модели неньютоновских жидкостей, таких как реологические модели Бингама, Шведова, Оствальда и др., во многих случаях удовлетворяющие потребностям буровой практики. Вместе с тем, как показывают опытные данные, глинистые растворы и другие коллоидные системы проявляют свойства, которые для своего описания требуют построения более сложных реологических моделей. К таким свойствам относится зависимость параметров растворов от времени, неоднозначность реологических кривых при высоких температурах, не-

монотонная зависимость эффективной вязкости от градиента сдвига и т. д. Эти свойства объясняются существованием пространственной структуры из глинистых частиц, способной разрушаться при движении и обратимо восстанавливаться при остановке движения. В этом разделе приводится вывод реологических уравнений тиксотропных систем, качественно описывающих некоторые из отмеченных выше свойств [68, 69, 72].

1.6.1. Реология тиксотропных систем с переменным предельным напряжением сдвига

Будем рассматривать течение глинистой суспензии между двумя параллельными бесконечно протяженными пластинами, отстоящими друг от друга на расстояние h . Пусть нижняя пластина неподвижна, а верхняя движется поступательно со скоростью v , создавая тем самым сдвиговое течение со скоростью деформации $\dot{\gamma}$, $v = \dot{\gamma} \cdot h$.

Рассмотрим малый интервал времени Δt , за который движущаяся пластина проходит путь $L = h \cdot \dot{\gamma} \cdot \Delta t$ и, выделив единичную площадку на подвижной пластине, подсчитаем совершаемую при ее движении работу. Обозначив через τ касательное напряжение на верхней пластине, найдем, что при перемещении единичной площадки производится работа $\tau \cdot L$. Будем полагать, что затраченная энергия расходуется на совершение работы E_1 по преодолению сил вязкого трения суспензии и на работу E_2 по преодолению сил сцепления между частицами, обусловленными наличием коагуляционных связей между ними:

$$\tau \cdot L = E_1 + E_2.$$

Как показывают эксперименты, при достаточно больших значениях $\dot{\gamma}$ связи между частицами полностью разрушаются, и наблюдается асимптотический выход реологической кривой на прямую, соответствующую ньютоновскому линейному закону трения с вязкостью μ , поэтому будем полагать, что работа сил вязкого трения определяется соотношением $E_1 = \mu \cdot \dot{\gamma} \cdot L$.

Механизм разрыва и восстановления коагуляционных связей будем описывать следующим образом. В процессе хаотического теплового движения частица сталкивается с соседними частицами и какая-то доля таких столкновений, которая аналогично представлениям химической кинетики может быть принята равной величине $a \cdot (n - n^0) \cdot n^{\alpha}$, оказывается благоприятной для установления связи между ними. Через α здесь обозначено среднее число соседних частиц, необходимое для установления связи, n^0 — число связанных частиц в единице объема, n — общее число частиц в этом объеме. Одновременно с процессом образования связей в результате теплового движения происходит и их распад с частотой, равной $b \cdot n^0$. Полагаем при этом, что

основным фактором, приводящим к столкновению частиц, является хаотическое тепловое движение. Если учесть, что скорость u теплового движения определяется равенством $m \cdot u^2 = k \cdot T$ (k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, m — масса частицы), то нетрудно оценить по порядку величины значение u . Так, для частиц размером $d = 1$ мкм скорость u равна 1–2 мм/с, и при уменьшении размера частицы при постоянной температуре возрастает в степени 1.5. С другой стороны, скорость относительного перемещения частиц, находящихся на расстоянии связи $d = 1$ мкм друг от друга, определяется, как было указано выше, равенством $\gamma' \cdot d$. Таким образом, в коллоидных растворах, свойства которых определяются частицами с размерами $d < 0.1$ мкм, при скоростях сдвига $\gamma' < 10^3 \text{ с}^{-1}$ основным движением, в котором участвуют свободные частицы, будет тепловое движение.

Для описания механизма разрушения структуры в результате деформации сдвига примем, что разрыв связи происходит при перемещении частицы относительно другой, связанной с ней, на некоторое условное расстояние w , причем на разрушение связи расходуется средняя энергия e_0 (рис. 1.3а). Обозначив через N^0 число связанных частиц в подвижном параллелограмме высотой h , через ΔL — относительное смещение частицы за время Δt , найдем величину энергии, затраченной на разрушение связей в данном объеме:

$$E_2 = N^0 \cdot \Delta L \cdot e_0 / w.$$

Как следует из рис. 1.3а, из равенства

$$\Delta L = d \cdot L / h, \quad N^0 = n^0 \cdot h,$$

вытекает соотношение

$$E_2 = d \cdot n^0 \cdot e_0 \cdot L / w.$$

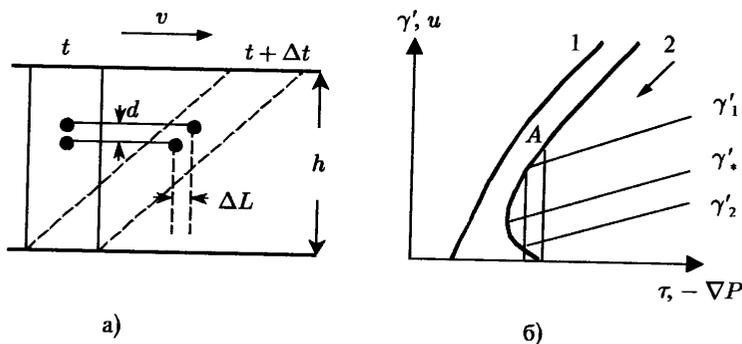


Рис. 1.3.

В результате уравнение баланса энергии приводит к соотношению

$$\tau = \mu \cdot \gamma' - n^0 \cdot g \cdot c_0, \quad g = d/w, \quad (1.32)$$

а уравнение кинетики образования структуры принимает вид

$$n^0(t + \Delta t) = n^0(t) + a \cdot (n - n^0) \cdot n^\alpha \cdot \Delta t - b \cdot n^0 \cdot \Delta t - n^0 \cdot \Delta L/w$$

или, с учетом следующих равенств

$$n^0 \cdot \Delta L/w = n^0 \cdot d \cdot L/h \cdot w = n^0 \cdot d \cdot \gamma' \cdot \Delta t/w,$$

окончательный вид:

$$\frac{dn^0}{dt} = a \cdot (n - n^0) \cdot n^\alpha - b \cdot n^0 - n^0 \cdot g \cdot \gamma'. \quad (1.33)$$

Уравнения (1.32), (1.33) представляют собой систему искоемых нестационарных реологических уравнений, которые могут быть сведены к одному уравнению исключением переменной n^0 . Величина n^0 в уравнении (1.32) является функцией времени, определяемой решением кинетического уравнения (1.33), в правую часть которого входит функция $\gamma'(t)$, определяемая конкретным режимом движения суспензии.

Очевидно, что постановка задачи о течении между двумя параллельными пластинами носит вспомогательный характер, поэтому параметры L и h в окончательные соотношения не входят и свойства суспензии определяются параметрами μ , n , α , g , a , b , c_0 . Отметим, что в принятой модели эффективная вязкость тиксотропной системы складывается, согласно уравнению (1.32), из двух величин — вязкости суспензии μ и некоторого переменного параметра, зависящего от взаимодействия частиц, которое, в свою очередь, определяется характером движения, то есть, функцией $\gamma'(t)$.

Как уже отмечалось, описываемые системы при полностью разрушенной структуре ведут себя как ньютоновские жидкости, вязкость которых является функцией вязкости дисперсионной среды μ_0 , концентрации твердой фазы δ и формы частиц. Допуская, что геометрическая форма агрегатов, образующихся при взаимодействии частиц, качественно не изменяется, можно принять, что вязкость μ в соотношении (1.32) есть величина постоянная, независимая от $\gamma'(t)$, поскольку значения μ_0 и δ в процессе движения не изменяются. При таком предположении величина μ может быть определена как вязкость суспензии с полностью разрушенной структурой, а влияние взаимодействия частиц на сопротивление движению будет описываться только вторым слагаемым в соотношении (1.32).

Для дальнейшего введем безразмерный структурный параметр

$$s = n^0/n,$$

определяющий степень разрушенности структуры. Полностью разрушенной структуре при этом соответствует значение $s = 0$, максимума величина s достигает в состоянии покоя при $t \rightarrow \infty$.

Как следует из (1.33), будут справедливыми следующие соотношения:

$$\lim_{t \rightarrow \infty, \gamma' = 0} s = s^* = a \cdot n^\alpha / (a \cdot n^\alpha + b) \leq 1.$$

При отсутствии теплового разрушения ($b = 0$) величина s^* будет равняться единице, если же $b \neq 0$, равновесному состоянию системы с максимально восстановленной структурой будет соответствовать условие $s^* < 1$.

В дальнейшем вместо параметра s^* будем рассматривать параметр $s = s/s^*$, тогда диапазон его изменения будет представляться отрезком $[0, 1]$. Далее введем новые константы по формулам

$$t^* = s^*/a \cdot n^\alpha, \gamma'_0 = (a \cdot n^\alpha + b)/g, \tau_0 = e_0 \cdot n \cdot g \cdot s^*,$$

(вместо n можно подставить концентрацию твердой фазы δ , изменив соответствующим образом значения a, e_0), тогда уравнения (1.32), (1.33) сведутся к следующей системе:

$$\tau = \mu \cdot \gamma' + \tau_0 \cdot s \quad (1.34)$$

$$t^* \cdot \frac{ds}{dt} = 1 - (1 + \gamma'/\gamma'_0) \cdot s.$$

Физический смысл введенных констант становится ясен из следующих частных решений системы уравнений (1.34). Для течений, характеризующихся условием $\gamma' = \text{const}$, из уравнений (1.34) следует, что для решения для функции $s(t)$ в этом случае будет являться следующая зависимость

$$s = 1/(1 + \gamma'/\gamma'_0) + c \cdot \exp[-(1 + \gamma'/\gamma'_0) \cdot t/t^*],$$

в которой константа c определяется начальным значением s_0 .

Для процесса восстановления структуры в режиме покоя ($\gamma' = 0$) при начальном состоянии, соответствующем полностью разрушенной структуре ($s_0 = 0$), будем иметь следующее решение

$$s = 1 - \exp(-t/t^*), \tau = \tau_0 \cdot s = \tau_0 [1 - \exp(-t/t^*)],$$

откуда следует, что константа τ_0 соответствует предельному статическому напряжению сдвига, а константа t^* представляет собой характерное время восстановления структуры.

Для определения физического смысла параметра γ'_0 рассмотрим равновесную кривую $\tau(\gamma')$, описываемую следующим уравнением:

$$\tau = \mu \cdot \gamma' + \tau_0 / (1 + \gamma'/\gamma'_0). \quad (1.35)$$

Как и предполагалось при построении модели, при $\gamma' \rightarrow \infty$ уравнение (1.35) описывает ньютоновскую жидкость с вязкостью μ . Поведение кривой (1.35) вблизи точки покоя зависит от значения безразмерной комбинации

$$\pi = \tau_0 / \mu \cdot \gamma'_0.$$

При условии $\pi < 1$ кривая $\gamma'(\tau)$ однозначна, при обратном условии $\pi > 1$ имеется точка возврата

$$\gamma'^* = \gamma'_0(-1 + \sqrt{\pi}) > 0,$$

то есть вблизи состояния покоя кривая $\gamma'(\tau)$ имеет отрицательный наклон к оси τ (рис. 1.36, кривой 1 соответствует условие $\pi < 1$, кривой 2 — условие $\pi > 1$). Как показывают экспериментальные данные, буровые глинистые растворы могут описываться как кривыми типа 1, так и кривыми типа 2. Так, для 8 % суспензии аскангеля при температуре 150°C реализуется кривая 2-го типа со следующими значениями характерных параметров: $\gamma'^* = 500 \text{ с}^{-1}$, $\tau_0 = 50 \text{ Па}$, $\mu = 0.1 \text{ пуаз}$, $\gamma'_0 = 50 \text{ с}^{-1}$ [37, 95]. Отметим, вместе с тем, что для высококонцентрированных дисперсных систем неоднозначность зависимости $\gamma'(\tau)$ может объясняться и возникновением разрывов сплошности среды [89].

Хотя в настоящей работе не изучается температурная зависимость коэффициентов уравнения (1.35), но из общих свойств жидкостей следует, что их вязкость с повышением температуры падает. Отсюда можно заключить, что при достаточно быстром убывании функции $\mu(T)$ из формулы для значения γ'^* следует, что с ростом температуры возможен переход от отрицательных значений γ'^* к положительным, то есть, переход от реологической кривой типа 1 к неоднозначной кривой типа 2. Этот факт отмечается и в экспериментах [37, 95].

Исследование кривых второго типа показывает, что два стационарных значения γ'_1 и γ'_2 (рис. 1.36), соответствующие одному и тому значению τ , не равноценны. Так, если режим деформирования задать условием $\tau = \text{const}$, то при начальном условии $s_0 > s_2$, где s_2 определяет степень разрушенности структуры в стационарных условиях в точке γ'_2 , кривая $\gamma'(\tau)$ устремится к нулю, то есть раствор придет к состоянию покоя. При условии $s_0 < s_2$, кривая $\gamma'(\tau)$ устремится к значению γ'_1 и течение приобретет стационарный характер, соответствующий состоянию, характеризуемого точкой (τ, γ'_1) . Отсюда следует, что в условиях деформирования с постоянным напряжением сдвига нижняя ветвь кривой $\gamma'(\tau)$ описывает неустойчивые стационарные состояния.

В заключение можно сделать вывод, что параметр γ'_0 , связывающий состояние структуры системы со скоростью ее деформирования, обуслов-

ливают наличие существенных особенностей при течении тиксотропной системы, то есть, является ее важной реологической константой, а предложенная система реологических уравнений (1.34) позволяет качественно описывать существенные закономерности поведения тиксотропных систем, в том числе и буровых растворов. Если предположить, что коэффициенты уравнений могут быть сложными функциями времени и концентрации твердой фазы, то в рамках данной модели можно описать и другие свойства буровых растворов, такие как длительное упрочнение структуры во времени, немонотонную зависимость эффективной вязкости от температуры и т. д. Полученные в этом разделе реологические уравнения могут быть обобщены и на случай сложного деформирования среды и использованы в гидродинамических расчетах в бурении, а также в расчетах фильтрационных процессов в пористых средах.

1.6.2. Особенности формирования зоны загрязнения продуктивных пластов вязкопластичными буровыми растворами

При фильтрации вязкопластичных растворов в крупнопористых средах, когда не происходит оседания твердой фазы на поверхности породы, закон Дарси принимает вид:

$$u = -(k/\mu) \cdot (P_r + G),$$

где G — предельный градиент течения.

Если предельный градиент течения является постоянной величиной, то глубина проникновения раствора R_s в породу определяется простым соотношением вида

$$R_s = P_0/G, \quad (1.36)$$

которое следует из закона Дарси. Однако, в случаях, когда реология бурового раствора описывается не уравнением Бингама, а более сложными соотношениями, например, системой уравнений (1.34), соответственно, усложняется и задача расчета глубины проникновения раствора в пористую породу. Действительно, в призабойной зоне скважины изначально внутренняя структура раствора обычно полностью разрушена вследствие взаимодействия струй, вытекающих из насадок долота, с поверхностью забоя, поэтому восстановление структуры, то есть, рост параметра s , происходит уже в процессе продвижения жидкости внутрь пористой среды.

Как показано в предыдущем разделе, темп восстановления структуры зависит как от реологических параметров самой жидкости, так и от скорости ее движения, поэтому величина предельного градиента течения G , пропорциональная значению параметра s , будет переменной величиной, дости-

гающей своего максимального значения со временем, по мере продвижения данного жидкого объема внутрь пласта. При этом глубина проникновения раствора в пласт может асимптотически приближаться к величине, определяемой соотношением (1.36), в котором величиной параметра G является максимальное значение предельного градиента течения, но может и превышать эту величину, если восстановление структуры раствора происходит достаточно медленно. Исследованию закономерностей фильтрации вязкопластичных жидкостей с учетом описанных особенностей, обусловленных обратимым разрушением ее структуры, и посвящен этот раздел.

Система уравнений, описывающих одномерное фильтрационное течение вязкопластичной жидкости, индуцируется системой реологических уравнений (1.34):

$$u = -(k/\mu) \cdot (P_r + G \cdot s), \quad t^* \cdot [s_t + \text{div}(v \cdot s)] = 1 - (1 + u/u_0) \cdot s, \quad u = m \cdot v, \quad (1.37)$$

где s — структурный параметр, принимающий значения из интервала $(0, 1)$; G — максимальное значение предельного градиента течения; t^* , u_0 — кинетические константы, характеризующие интенсивность роста параметра s .

Отметим, что уравнения (1.37) могут постулироваться независимо от порождающей их системы реологических уравнений (1.34), тем более, что параметры G , t^* , и u_0 будут зависеть не только от свойств самой жидкости, но и от свойств пористой среды. Таким образом, вывод уравнений (1.34) можно рассматривать лишь как метод предварительного анализа, позволяющего определить вид обобщенного уравнения Дарси, соответствующего фильтрационному течению жидкостей со сложной реологией.

При этом частный случай, когда справедлив предельный переход $t^* \rightarrow 0$, $u_0 \rightarrow \infty$, эквивалентен обычному варианту формулировки закона Дарси с постоянным предельным градиентом течения, а вариант, характеризующийся условиями $t^* \rightarrow 0$, $u_0 \rightarrow 0$, приводит к классической формулировке закона Дарси.

Вводя обезразмеривающие множители по формулам (сохраняя в дальнейшем за переменными прежние обозначения)

$$r = P_0/G, \quad t = \mu \cdot P_0 \cdot m/k \cdot G^2, \quad P = P_0, \quad u = k \cdot G/\mu,$$

и ограничиваясь случаем несжимаемой жидкости, из системы уравнений (1.37) получим следующую систему:

$$u = -P_r - s, \quad t^* \cdot (s_t + u \cdot s) = 1 - (1 + u/u_0) \cdot s, \quad (1.38)$$

в которой параметры t^* , u_0 также отнесены к соответствующим обезразмеривающим множителям.

В установившемся состоянии ($t \rightarrow \infty$) связь между скоростью фильтрации u и градиентом давления P_r будет описываться зависимостью

$$u = -P_r - 1/(1 + u/u_0), \quad (1.39)$$

графическое изображение которой идентично графику $\gamma(\tau)$ на рис. 1.36. При значениях параметра u_0 , удовлетворяющих неравенству $u_0 < 1$, кривая $u(P_r)$ будет неоднозначной, при условии $u_0 > 1$ — однозначной. При предельном переходе $u_0 \rightarrow \infty$ кривая (1.39) переходит в прямую линию, соответствующую закону фильтрации с постоянным предельным градиентом течения.

Некоторые качественные заключения о характере движения несжимаемой вязкопластичной жидкости, описываемой уравнением (1.39), можно сделать на основании вида соответствующей кривой на рис. 1.36. Так, при плоском движении такой жидкости в ненасыщенной пористой среде по мере увеличения фронта проникновения фильтрага R_s уменьшается и градиент давления P_r , что соответствует перемещению по стрелке на рис. 1.36. При приближении к точке А, характеризуемой значением $P_r = -1$, величина скорости u при неоднозначной зависимости $u(P_r)$ будет отличной от нуля. Заметим, что при движении жидкости с постоянным предельным градиентом течения значение $P_r = -1$ соответствовало бы достижению фронтом R_s своего максимального значения $R_s = 1$, но в данном случае в этой точке фронт не останавливается и жидкость проникает на глубину, большую 1. Ниже будет показано, что максимальное значение R_s будет равняться величине $1/(2 \cdot u_0^{0.5} - u_0)$ и на кривой $u(P_r)$ этому положению будет соответствовать точка с вертикальной касательной.

При радиальном фильтрационном течении вязкопластичной жидкости, описываемом зависимостью (1.39), качественный анализ течения более сложен, поскольку градиент давления в этом случае не постоянен в области течения. Тем не менее, вывод о том, что при неоднозначности кривой $u(P_r)$ глубина максимального проникновения жидкости в пористую среду превышает 1, сохраняется. Действительно, если бы точка $R_s = 1$ была точкой максимального проникновения фронта жидкости и при подходе к этой точке жидкость была близка к состоянию покоя, то распределению градиента давления в области течения соответствовала бы некоторая малая окрестность точки $P_r = -1$, $u = 0$ на кривой $u(P_r)$. Поскольку вблизи этой точки при неоднозначности кривой $u(P_r)$ выполняется условие $|P_r| < 1$, то, поскольку $R_s \leq 1$, общий перепад давления в области, занятой течением, будет меньшим единицы, что физически невозможно. Это противоречие доказывает, что и в случае радиального движения глубина проникновения жидкости в пористую среду будет превышать значение $R_s = 1$.

Заметим, что в приведенных рассуждениях несущественно, что зависимость $u(P_r)$ описывается именно уравнениями вида (1.39), главное, что обуславливает справедливость сделанных выводов, это неоднозначность функции $u(P_r)$.

Более полный качественный анализ фильтрационного течения, описываемого системой уравнений (1.38), при $t^* \neq 0$, можно провести для случая плоского одномерного проникновения несжимаемого раствора в

ненасыщенную породу (заменяв при этом обозначения R_s, τ на X_s, x). Тогда из условий

$$\operatorname{div} u = 0, P(x=0) = 1, P(x=X_s) = 0$$

будет следовать соотношение для распределения давления в области течения:

$$P = -u(t) \cdot x - \int_0^x s \cdot dx + 1.$$

Обозначив через $I(t)$ выражение

$$I(t) = \int_0^{X_s} s \cdot dx, \quad (1.40)$$

и, учитывая, что

$$\frac{dX_s}{dt} = u(t),$$

можно получить уравнение вида:

$$\frac{dX_s}{dt} = (1 - I)/X_s. \quad (1.41)$$

Далее, вычисляя производную I'_t с использованием соотношения (1.40):

$$\frac{dI}{dt} = s(x=X_s) \cdot X'_s + \int_0^{X_s} s_t \cdot dx,$$

и подставляя сюда значение s_t из второго уравнения системы (1.38), получим, что будет справедливо следующее уравнение:

$$\frac{dI}{dt} = s_0 \cdot X'_s + [X_s - (1 + X'_s/u_0) \cdot I]/t^*,$$

в котором s_0 — величина структурного параметра s на входе в пористое тело. Принимая для дальнейшего, что $s_0 = 0$, окончательно получим уравнение вида

$$\frac{dI}{dt} = [X_s - (1 + X'_s/u_0) \cdot I]/t^*. \quad (1.42)$$

Система уравнений (1.41), (1.42) с помощью новой переменной $z(X_s)$, определяемой соотношением

$$z(X_s) = X_s',$$

приводится к одному уравнению, допускающему полное качественное исследование:

$$\frac{dz}{dX_s} = - \frac{z^2 \cdot (u_0 t^* + X_s) + z \cdot (u_0 \cdot X_s - 1) + u_0 \cdot (X_s - 1)}{u_0 \cdot t^* \cdot X_s \cdot z}. \quad (1.43)$$

В области, определяемой неравенствами $X_s > 0$, $z > 0$, уравнение (1.43) имеет три особые точки: бесконечно-удаленную особую точку $O(X_s = 0, z = \infty)$, которая является дикритическим узлом; точку $B(X_s = 0, z = z^*)$, являющуюся седлом, где z^* определяется соотношением

$$z^* = 1/2 \cdot u_0 \cdot t^* + [1/(2 \cdot u_0 \cdot t^*)^2 + 1/t^*]^{0.5},$$

и точку $C(X_s = 1, z = 0)$, которая может быть либо фокусом, либо узлом, в зависимости от знака выражения

$$t^* - 0.25 \cdot (1 - 1/u_0)^2. \quad (1.44)$$

При положительном значении выражения (1.44) точка C является фокусом, при отрицательном — узлом [35].

Искомая интегральная кривая выходит из бесконечно-удаленной особой точки с асимптотикой $z \sim 1/X_s$ и может пересечь ось X_s , то есть прийти к состоянию покоя $z = 0$, либо правее точки C , либо в самой этой точке. Поскольку в точке C выполняется равенство $X_s = 1$, то это означает, что фронт фильтрации будет асимптотически приближаться к значению $X_s = 1$, если искомая интегральная кривая пересекает ось X_s в особой точке C . В противном случае остановка фронта произойдет в точке $X_s > 1$.

В случае, когда точка C является фокусом, из расположения интегральных кривых на плоскости (X_s, z) следует, что интегральные кривые, идущие из особой точки $O(0, \infty)$, пересекают ось X_s правее точки C , то есть глубина проникновения раствора внутрь пористой среды в этом случае будет превышать значение P_0/G . Этот результат с физических позиций может быть объяснен тем, что условие (1.44) фактически означает, что время восстановления внутренней структуры тиксотропной жидкости слишком велико и к моменту подхода фронта фильтрации к точке $X_s = 1$ предельный градиент течения еще незначителен по своей величине.

При одновременном выполнении условий

$$t^* < 0.25 \cdot (1 - 1/u_0)^2, \quad u_0 < 1,$$

когда особая точка C становится узлом, но угол входа в него положителен, интегральные кривые, выходящие из точки O , также не могут попасть в точку C , так как всюду в рассматриваемой области имеют отрицательную производную. Это означает, что, несмотря на достаточно быстрое восстановление внутренней структуры, условие $u_0 < 1$, свидетельствующее о многозначности кривой $u(P_x)$ при установившемся течении, приводит к увеличению зоны проникновения раствора в пласт.

Если одновременно выполняются условия

$$t^* < 0.25 \cdot (1 - 1/u_0)^2, u_0 > 1, \quad (1.45)$$

то возможны оба варианта пересечения оси X_s . При $t^* = 0$ уравнение (1.43) интегрируется в элементарных функциях и из полученного решения следует, что при $u_0 > 1$ предельной глубиной проникновения раствора будет являться точка $X_s = 1$ или, в размерных переменных, $X_s = P_0/G$. При выполнении условия $u_0 < 1$ глубина проникновения будет определяться формулой

$$X_s = 1/(2 \cdot u_0^{0.5} - u_0) > 1,$$

из которой следует, что в предельном случае, когда выполняется соотношение $u_0 \ll 1$, будет выполняться и соотношение $X_s \gg 1$.

Более детальный анализ интегральных кривых уравнения (1.43), возможный в предельном случае, когда выполняется соотношение $u_0 \gg 1$, показывает, что достаточным (но не необходимым) условием остановки фронта фильтрации в точке $X_s = 1$ является условие $t^* < 3/16$. Полное исследование поведения интегральных кривых уравнения (1.43) при всех возможных соотношениях определяющих параметров, может быть проведено численным интегрированием.

В случае цилиндрической симметрии фильтрационного течения качественный анализ удастся провести только в двух предельных вариантах. При $t^* = 0$ критерием остановки фронта фильтрации в точке $R_s = R + 1$, где R — безразмерный радиус скважины, по-прежнему является условие $u_0 > 1$. При условии $u_0 \rightarrow \infty$ анализ сводится к исследованию уравнения, аналогичного уравнению (1.43), из которого следует, что точка $C(R+1, 0)$ будет являться фокусом при выполнении неравенства

$$t^* > (R + 1) \cdot \ln(1 + 1/R)/4,$$

то есть, при выполнении этого условия фронт фильтрации продвинется дальше точки $R_s = R + 1$.

Учет противодействия вытесняемой жидкости в случае, когда вязкопластичный раствор поступает в насыщенный породу, значительно усложняет анализ решения, но использование асимптотических методов, описанных в разделе 1.4., позволяет установить, что при условии $t^* = 0$,

поведение границы раздела раствора и вытесняемого флюида вблизи точки $R_s = 1$ будет аналогично вышеописанному, то есть, критерием остановки раствора в этой точке будет выполнение неравенства $u_0 > 1$.

Таким образом, можно заключить, что в отличие от результатов, получаемых при использовании закона Дарси с постоянным предельным градиентом течения, учет таких факторов, как конечное время восстановления внутренней структуры вязкопластичного бурового раствора и возможности ее разрушения при движении в проницаемой среде, способен приводить к увеличению прогнозируемой глубины проникновения раствора вглубь породы в сравнении с величиной P_0/G , предсказываемой теорией фильтрации с постоянным предельным градиентом течения.

1.7. Теория кольтматации горных пород твердой фазой бурового раствора при бурении

Теоретическое описание процессов кольтматации основывается на использовании общих уравнений теории диффузии и массообмена в пористых средах с учетом специфики кинетического уравнения, описывающего интенсивность обмена твердой фазой между суспензией и пористой средой применительно к условиям бурения. Вид кинетического уравнения различен для процессов, в которых взаимодействие твердых частиц со скелетом пористой среды обусловлено различными по физической природе механизмами или происходит в различных условиях. По этой причине результаты исследования адсорбционных процессов или процессов заиливания крупнопористых фильтров, достаточно широко представленные в специальной литературе, малопригодны для описания процессов кольтматации в буровой механике, где характерной чертой является сопоставимость средних размеров твердых частиц в растворе и размеров порового пространства кольтматируемой среды.

Последнее обстоятельство приводит к тому, что кольтматируется лишь небольшая по глубине (~1–2 мм и менее) окрестность поверхности горной породы и этот процесс развивается в течение десятых и сотых долей секунды. За исключением некоторых работ, посвященных аналитическому описанию механизма кольтматации при бурении [38, 99, 110] изучение этого процесса проводилось, главным образом, экспериментально, что не позволяет установить все закономерности протекания процесса кольтматирования горной породы в забойных условиях, не воспроизводимых полностью при проведении лабораторных экспериментов.

Отсутствие необходимых данных для строгого вывода уравнений кинетики процесса кольтматации в условиях бурения глубоких скважин при-

водит к необходимости введения в эти уравнения некоторых эмпирических параметров, определяемых опосредованным образом. Тем не менее, благодаря тому, что влияние зоны кольматации при бурении проявляется через ее интегральное фильтрационное сопротивление, путем соответствующей обработки экспериментальных данных возможно определение интегральных параметров, характеризующих взаимодействие буровых растворов и горных пород в забойных условиях.

1.7.1. Аналитическое исследование структуры зоны кольматации и динамики ее формирования

Предполагая, как и прежде, жидкую фазу бурового раствора несжимаемой, уравнения движения суспензии в пористой среде можно записать в виде:

$$\begin{aligned} [(1 - \delta_1) \cdot (1 - c)]_t + [(1 - \delta_1) \cdot (1 - c) \cdot V]_x &= -[(1 - \delta_s) \cdot c_s]_t \\ [(1 - c) \cdot \delta_1]_t + [(1 - c) \cdot \delta_1 \cdot V]_x &= -(\delta_s \cdot c_s)_t, \end{aligned} \tag{1.46}$$

где δ_1 — объемная концентрация твердой фазы в буровом растворе, c — объемная концентрация твердой фазы в пористой среде, включая осевшую на скелет массу (с учетом насыщающей ее жидкости), концентрация которой обозначена через c_s : $c = c_0 + c_s$; c_0 — исходная концентрация твердой фазы в пористой среде, δ_s — концентрация твердой фазы в осадке, V — скорость движения жидкого объема.

Уравнения (1.46) представляют собой выражение законов сохранения масс с учетом оседания твердой фазы вместе с присоединенной жидкостью на скелет горной породы. В записи правых частей уравнений (1.46) учтено, что осевшая масса неподвижна, а скорость твердой фазы предполагается совпадающей со скоростью жидкости.

Обозначая через δ отношение δ_1/δ_s и полагая, что $\delta_s = \text{const}$, после некоторых преобразований из системы уравнений (1.46) получим систему уравнений вида:

$$\begin{aligned} [(1 - \delta) \cdot (1 - c)]_t + [(1 - \delta) \cdot (1 - c) \cdot V]_x &= 0 \\ [(1 - c) \cdot \delta]_t + [(1 - c) \cdot \delta \cdot V]_x &= -c_t, \end{aligned} \tag{1.47}$$

из которой следует первый интеграл:

$$(1 - c) \cdot V = I(t). \tag{1.48}$$

Закон Дарси, описывающий движение фильтрата бурового раствора, принимается в обычной форме:

$$m \cdot V = - \frac{k(m)}{\mu} \cdot P_x, \quad m = 1 - c, \tag{1.49}$$

где m — пористость среды, $k(m)$ — переменная проницаемость среды; μ , P , x , t совпадают с обозначениями параметров раздела 1.1. Для большей общности предполагается, что проницаемость среды зависит от количества осевшей массы, а вязкость μ может быть функцией δ .

Интенсивность оседания твердых частиц в пористой среде будем считать пропорциональной общему количеству твердой фазы раствора, проходящему через данный объем среды в единицу времени. Такое предположение основано на представлении о механизме массообмена между буровым раствором и горной породой, как о механической закупорке порового пространства глинистыми частицами. Действительно, размеры основной массы твердых частиц в буровом растворе в среднем равны или даже превышают размеры порового пространства, так что основной причиной задержания частиц в горной породе естественно считать их механическое застревание в сужениях пор и в таком случае количество задержанных частиц будет пропорционально общему числу частиц, прошедших через этот объем. Случай, когда размеры частиц во много раз меньше размеров пор и массообмен обуславливается, в основном, механизмами физико-химической природы, что нехарактерно для условий бурения, но представляет общетеоретический интерес, также будет далее проанализирован.

Принятое выше предположение о механизме массообмена позволяет записать кинетическое уравнение массообмена в виде:

$$c_t = a_1 \cdot \delta_1 \cdot (1 - c) \cdot V = a \cdot \delta \cdot (1 - c) \cdot V, \quad (1.50)$$

где a , a_1 — эмпирические коэффициенты, которые в дальнейшем будем считать постоянными величинами.

Если ввести новые переменные по формулам:

$$\delta = 1 - \delta, \quad x = a \cdot x, \quad \tau = a \cdot \int_0^t I(t) \cdot dt, \quad (1.51)$$

то система уравнений (1.47) преобразуется в следующую систему:

$$(\delta m)_\tau + \delta_x = 0, \quad m_\tau - \delta + 1 = 0. \quad (1.52)$$

Для корректного задания граничных условий будем предполагать, что до начала процесса фильтрации горная порода ненасыщенна, так как в противном случае при плоской симметрии движения необходимо было бы вводить внешнюю границу горной породы, что для анализа исследуемого процесса несущественно, но привело бы к усложнению выкладок. Поэтому введем границу l фронта поступления фильтрата в породу, на которой должны выполняться условия:

$$\frac{dl}{d\tau} = 1/m, \quad P = 0, \quad m = m_0, \quad (1.53')$$

а на границе тела $x = 0$ — условие вида:

$$P = P_0, \delta = 1 - \delta_0 = \text{const}, \quad (1.53)$$

где m_0 — исходная пористость породы, δ_0 — приведенная концентрация твердой фазы на входе в пористую среду.

Анализ показывает, что вдоль характеристик гиперболической системы уравнений (1.52) должно выполняться соотношение:

$$\delta = (1 + b \cdot e^{-x})^{-1}, \quad b = \delta_0 / (1 - \delta_0). \quad (1.54)$$

где b — константа, определяемая граничными условиями.

Из условия $\delta_0 = \text{const}$ следует, что выражение (1.54) будет также являться и решением системы уравнений (1.52). Второе уравнение этой системы приводит к соотношению, определяющему параметр m :

$$m = m_0 - b \cdot (m_0 \cdot x - \tau) / (b + e^x). \quad (1.55)$$

Формулы (1.54) и (1.55) представляют собой искомое решение системы уравнений (1.52), описывающее динамику изменения пористости горной породы и концентрации твердой фазы бурового раствора в процессе кольматации. Как следует из (1.55), в момент времени

$$\tau = m_0 \cdot (b + 1) / b \quad (1.56)$$

происходит полное закупоривание входного участка горной породы. Очевидно, что по мере приближения к этому моменту времени из-за уменьшения пористости породы вид кинетического уравнения (1.50) должен измениться, поскольку при существенном изменении структуры порового пространства должны измениться и кинетические константы. По этой причине формулу (1.56) следует рассматривать как оценочную.

Из определения τ следует выражение для времени t :

$$t = (1/P_0) \cdot \int_0^{\tau} d\tau \int_0^{\tau/m_0} \mu / k(m) \cdot dx. \quad (1.57)$$

Анализ выражений (1.54), (1.55) и (1.57) показывает, что концентрация твердой фазы в растворе монотонно убывает по мере приближения к фронту фильтрации l вплоть до нулевого значения при больших временах. При этом пористость горной породы в зоне кольматации также является монотонной функцией, принимающей минимальное значение на входе в пористую среду. Скорость движения фронта фильтрации l падает по мере увеличения концентрации твердой фазы на входе, а поровое давление в каждой точке зоны кольматации вначале растет до некоторого максимума,

затем уменьшается до нуля по достижении полной закупорки входного участка горной породы.

Если принять, что взаимодействие частиц с пористой средой подчиняется уравнению кинетики другого вида

$$c_s = F(\delta), \quad (1.58)$$

более характерному для процессов физико-химической природы, то, используя обозначения (1.51), где под параметром a теперь подразумевается некоторая постоянная величина с размерностью обратной длины, систему уравнений (1.47) можно свести к одному уравнению вида:

$$\delta_x + [1 - c_0 - F(\delta) + \delta F'(\delta)] \delta_x = 0,$$

из которого следует, что величина δ будет постоянной вдоль прямолинейных характеристик этого уравнения:

$$\frac{dx}{d\tau} = [1 - c_0 - F(\delta) + \delta F'(\delta)]^{-1}.$$

Анализ показывает, что при условиях

$$F'(\delta) \geq 0, 2 \cdot F'(\delta) - \delta F''(\delta) \leq 0 \quad (1.59)$$

зона кольматации будет разделена на три области. В первой области, заключенной между фронтом фильтрации $\tau = m_0 \cdot x$ и линией $x = \xi_1 \cdot \tau$, где ξ_1 определяется соотношением:

$$\xi_1 = [1 - c_0 - F'(0)]^{-1},$$

концентрация δ твердой фазы в растворе будет нулевой, а пористость горной породы будет равна ее исходной пористости. Во второй области, расположенной между лучами $x = \xi_1 \cdot \tau$ и $x = \xi_2 \cdot \tau$, где

$$\xi_2 = [1 - c_0 - F(\delta_0) + (1 - \delta_0) \cdot F'(\delta_0)]^{-1},$$

величина δ будет монотонной функцией, определяемой соотношением

$$x/\tau = [1 - c_0 - F(\delta) + (1 - \delta) \cdot F'(\delta)]^{-1}.$$

В третьей области, заключенной между границей пористой среды $x = 0$ и прямой $x = \xi_2 \cdot \tau$, величина δ будет опять постоянной и равной δ_0 , при этом пористость также будет постоянной: $m = 1 - c_0 - F(\delta_0)$.

При невыполнении условий (1.59) непрерывного решения исследуемого уравнения не существует и в области кольматации необходимо вво-

дить скачки концентрации. Поскольку условие (1.48) требует непрерывности решения внутри зоны кольматации, то разрывы решений будут происходить на границах: на входе в пористую среду $x = 0$ и на фронте фильтрации $\tau = m^* \cdot x$, причем внутри области все величины будут оставаться постоянными — $\delta = \text{const}$, $m = m^* = \text{const}$. Для корректного определения значений этих постоянных величин на границе $x = 0$ вместо условия $\delta = \delta_0$ необходимо задавать поток твердой фазы.

Таким образом, при уравнении кинетики вида (1.58) и невыполнении условий (1.59) область кольматации будет представлять собой равномерно расширяющуюся однородную зону. Подчеркнем, что для условий забойной фильтрации характерным является уравнение кинетики вида (1.50) с соответствующими ему особенностями решений системы уравнений (1.47).

1.7.2. Метод определения параметров, характеризующих процесс кольматации в забойных условиях

Основной практический интерес в фильтрационных задачах буровой механики представляет расчет перепадов порового давления, происходящих на ту или иную часть массива породы в призабойной зоне скважины. В силу малой толщины слоя кольматации его влияние на фильтрационные процессы и распределение порового давления определяется лишь интегральным фильтрационным сопротивлением этого слоя. Это позволяет разработать такую модель процесса кольматации, которая с помощью некоторых обобщенных параметров, определяемых в лабораторных условиях, позволяет прогнозировать и количественно рассчитывать динамику процесса кольматации в забойных условиях и влияние этого процесса на картину фильтрационного течения в окрестности забоя бурящейся скважины.

Из результатов предыдущего раздела следует, что при условии справедливости уравнения кинетики (1.50) распределение твердых частиц в каждой точке зоны кольматации зависит от времени опосредованным образом, через параметр τ , из определения которого следует, что величина этого параметра равна общему объему фильтрата раствора, прошедшего через данную точку пористого тела. Кроме того, вне зависимости от вида уравнения кинетики процесса кольматации, перепад давления в фильтрационном потоке, пропорциональный его скорости, приводит к развитию напряжений, сконцентрированных, в основном, в скелете породы, так как, во-первых, масса осевших глинистых частиц намного меньше массы породы, а, во-вторых, сжимаемость этой массы существенно превосходит сжимаемость скелета породы. Это означает, что изменение скорости фильтрации (перепада давления) существенно не отражается на характере распределения глинистых частиц в поровом пространстве. Выпесказан-

ное позволяет предполагать, что при фильтровании одного и того же раствора через породу при различных перепадах давления, распределение глинистых частиц в каждой точке порового пространства породы и, соответственно, интегральное фильтрационное сопротивление слоя кольматации, будут определяться лишь объемом бурового раствора, поступившего в породу. Это исходное предположение позволяет построить расчетную модель динамики процесса кольматации горной породы в забойных условиях при различных перепадах давления между скважиной и пластом (дифференциальном давлении) на основе данных, полученных в лабораторных условиях.

Экспериментальные данные, используемые в излагаемой ниже математической модели процесса кольматации, были получены на установке ВНИИБТ [40], разработанной для исследования быстропротекающих фильтрационных процессов в забойных условиях. Схематично установка представляла собой две камеры, разделенные перегородкой толщиной $L \sim 0.3-0.5$ мм из исследуемой проницаемой породы. В первой камере, заполненной буровым раствором, скачком, до значения P_0 , поднималось давление, под действием которого начинался процесс фильтрационного перетока жидкости в другую камеру. В одном варианте, когда принимающая камера была герметизирована, в ней регистрировалась динамика изменения давления $P(t)$, в другом варианте, когда в принимающей камере поддерживалось атмосферное давление, регистрировался выход фильтрата раствора $Q(t)$ из этой камеры.

В силу малости параметра L для описания фильтрационного течения в проницаемой перегородке будем использовать уравнение плоской одномерной фильтрации в квазистационарной форме:

$$\left(\frac{k}{\mu} \cdot P_x\right)_x = 0,$$

в котором использованы те же обозначения, что и в предыдущих разделах, причем здесь предполагается, что проницаемость k в каждой точке пористой перегородки в процессе ее кольматации твердой фазой бурового раствора будет изменяться, то есть, предполагается, что в данном случае k является функцией x и t .

При условии герметичности принимающей камеры рост давления в ней будет обусловлен поступлением фильтрата и этот процесс может быть описан соотношением

$$P_t = \gamma \cdot u,$$

где γ — константа, характеризующая упругие свойства камеры и заполняющей ее жидкости, u — величина потока фильтрата.

Выделим подвижную границу h зоны кольматации, за пределами которой проницаемость k пористой среды постоянна и равна исходной проницаемости, внутри зоны кольматации проницаемость k_s является некоторой функцией $k_s(x, t)$. Если ввести интегральный параметр h/k_s по формуле

$$\frac{h}{k_s} = \int_0^h 1/k_s(x, t) \cdot dx, \quad (1.60')$$

то, как это следует из приведенного выше уравнения фильтрации, величина именно этого параметра будет определять интегральное фильтрационное сопротивление зоны кольматации. Согласно принятому предположению этот параметр будет являться некоторой функцией объема фильтрата Q :

$$\frac{h}{k_s} = f(Q), \quad Q_t' = u$$

или, в линейном приближении,

$$\frac{h}{k_s} = b \cdot Q + \frac{h}{k}, \quad (1.60)$$

где b — некоторая константа, зависящая от свойств горной породы и бурового раствора и, очевидно, пропорциональная концентрации твердой фазы в растворе.

Используя представление (1.60), можно получить, что изменение давления $P(t)$ в принимающей камере будет описываться соотношением:

$$P + P_0 \cdot (1 + \alpha) \cdot \ln((P_0 - P)/P_0) = -\gamma^2 \cdot t/b \cdot \mu, \quad \alpha = \gamma \cdot L/b \cdot k \cdot P_0, \quad (1.61)$$

из которого, путем обработки экспериментальной кривой $P(t)$, может быть определен параметр α .

При фильтрации чистой воды, что соответствует предельному переходу $b \rightarrow 0$, формула (1.61) переходит в следующую зависимость:

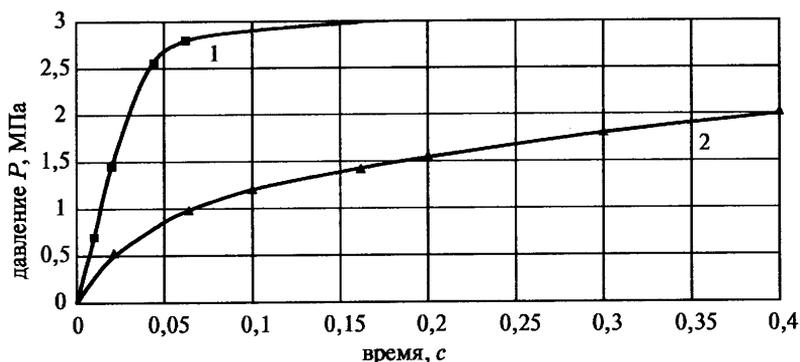
$$\ln((P_0 - P)/P_0) = -\gamma \cdot k \cdot t/L \cdot \mu, \quad (1.62)$$

которая может быть использована для определения величины обобщенной упругой константы γ .

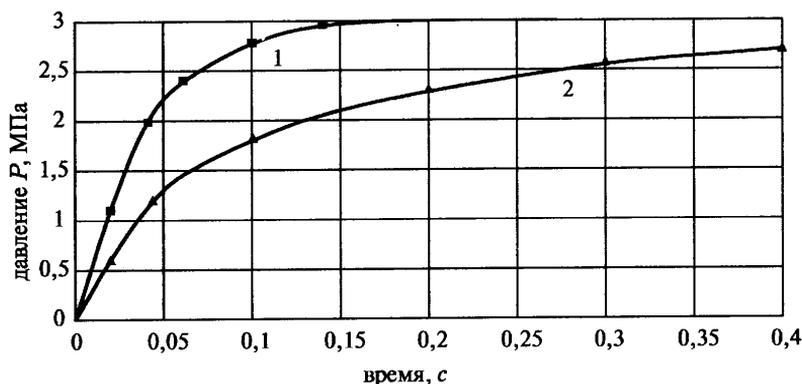
Для сглаживания влияния возможных пульсаций регистрируемых кривых $P(t)$ при определении констант α и γ по экспериментальным зависимостям целесообразно проинтегрировать как зависимости (1.61), (1.62), так и обрабатываемые экспериментальные кривые $P(t)$ до какой-

либо характерной точки на экспериментальной кривой $P(t)$, например, точки (P^*, t^*) , соответствующей выходу кривой давления на участок, близкий к прямолинейному.

При необходимости в соотношении (1.60) можно учесть и квадратичные слагаемые, но, как показано на рис. 1.4, линейного приближения вполне достаточно для удовлетворительного соответствия рассчитываемых и экспериментальных кривых. На рис. 1.4 изображены кривые (1.61) и (1.62) для а) песчаника и б) алевролита с проницаемостями, равными, соответственно, 10^{-2} мкм² и $1 \div 2 \cdot 10^{-3}$ мкм² при фильтрации полимербентонитового раствора с 4 % — ым содержанием твердой фазы и с константами γ и b , определенными вышеуказанным способом. Здесь же значками в виде треугольников и квадратов отмечены экспериментальные данные.



а)



б)

Рис. 1.4.

Некоторое расхождение опытных данных и рассчитанных теоретических кривых вблизи значения P_0 при фильтрации воды объясняется тем, что в экспериментах измеряется разность $P_0 - P$, убывающая по мере приближения к значению P_0 . На точности экспериментальных данных вблизи этой точки сказывается как погрешность измерения малых величин (точность определения параметров на осциллограмме ~ 0.1 МПа), так и то обстоятельство, что при проведении экспериментов давление P_0 удается поддерживать постоянным с точностью $\sim 0.1-0.2$ МПа.

Во втором варианте, когда в принимающей камере измеряется расход фильтрата при течении с постоянным перепадом давления, аналитическое описание фильтрационного процесса аналогично вышеприведенному с учетом очевидных изменений в постановке граничных условий. При этом, поскольку нет необходимости определять константу, характеризующую упругие свойства камеры и наполняющей ее жидкости, не требуется и проведения опытов с фильтрацией чистой воды. Выражение для определения константы b в этом случае принимает вид:

$$k \cdot b \cdot Q^2 + 2 \cdot L \cdot Q = 2 \cdot k \cdot P_0 \cdot t / \mu. \quad (1.63)$$

Как следует из выражений (1.62), (1.63), константа кольтматации b в процессе обработки экспериментальных данных определяется в виде безразмерной комбинации $b \cdot k$, и, как это будет показано в следующих разделах, в расчетах фильтрационных процессов в забойных условиях эта константа участвует в виде такой же комбинации. По этой причине в дальнейшем при описании кольтматационных процессов будет использоваться именно эта безразмерная комплексная величина $b \cdot k$.

Обработка данных экспериментов ВНИИБТ, в которых испытывались образцы горных пород различной проницаемости при их взаимодействии с буровым глинистым раствором с 25 %-ым содержанием твердой фазы, показала следующее соответствие параметра $b \cdot k$ и проницаемости породы k :

Таблица 1.1.

k , мкм ²	0.01	0.03	0.15	0.3	1
$b \cdot k$	7000	600	700	900	1000

Несмотря на относительно малую представительность обработанных данных, приведенная таблица все же отражает такую особенность в зависимости $b \cdot k(k)$, отмечаемую и при обработке данных других экспериментов, как наличие резкого роста параметра $b \cdot k$ в области значений $k \sim 0.01$ мкм². Это может быть объяснено тем обстоятельством, что при уменьшении средних размеров пор проницаемой породы до размеров

частиц твердой фазы в растворе, проникновение последних в породу практически прекращается и на поверхности образца сразу образуется глинистая корка, проницаемость которой намного ниже проницаемости закольматированной зоны образца. Низкая проницаемость глинистой корки объясняется тем, что в отличие от глинистых частиц, оседающих на жесткий скелет породы внутри зоны кольматации, глинистые частицы в наружной корке воспринимают на себя весь перепад гидродинамического давления, что приводит к их максимальному уплотнению и, соответственно, к снижению проницаемости глинистой корки. Отсюда можно заключить, что резкий рост параметра $b \cdot k$ при низкой проницаемости образца горной породы соответствует смене режима кольматации породы режимом образования глинистой корки. Очевидно, что для растворов с другим составом твердой фазы граница смены режимов может смещаться в ту или иную сторону.

Таким образом, на основании результатов данного раздела можно заключить, что динамика изменения общего фильтрационного сопротивления зоны кольматации на забое бурящейся скважины вполне удовлетворительно может быть описана с использованием одного комплексного безразмерного параметра, определяемого в лабораторных условиях и зависящего от свойств пары буровой раствор — горная порода.

ОПЕРЕЖАЮЩАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ПОД ДОЛОТОМ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПРОЦЕССЫ РАЗРУШЕНИЯ И ОЧИСТКИ ЗАБОЯ БУРЯЩЕЙСЯ СКВАЖИНЫ

Изучение закономерностей влияния перепада гидродинамического давления между скважиной и пластом (дифференциального давления) на эффективность разрушения и очистки забоя бурящейся скважины, традиционно называемого утнетающим действием дифференциального давления, является одним из основных направлений исследований в буровой механике, в котором накоплен большой теоретический и экспериментально-промысловый материал [6, 8, 39, 51, 97, 100, 102, 103, 106, 113, 114, 115, 118, 119 и др.].

Новый подход к исследованию утнетающего действия дифференциального давления на процессы разрушения и очистки забоя бурящейся скважины, развиваемый в настоящей главе, заключается в том, что это утнетающее действие связывается не с величиной перепада гидродинамического давления между скважиной и пластом, а лишь с той его частью, которая реально действует на характерном масштабе, определяющем эффективность разрушения и очистки забоя скважины [70, 72].

Действительно, распределение порового давления в окрестности забоя бурящейся скважины при бурении в проницаемых породах имеет сложный пространственный характер и величина перепада гидродинамического давления между скважиной и пластом изменяется от своего мак-

симального значения на поверхности забоя до нуля на некотором удалении от него. Очевидно, что в отличие от непроницаемых пород, реальное влияние на процессы разрушения проницаемой породы и удаления частиц породы с поверхности забоя скважины оказывает перепад давления, приходящийся на слой разрушаемой и удаляемой породы, и величина этого перепада будет зависеть от ряда параметров, определяющих особенности распределения порового давления в породе в окрестности забоя бурящейся скважины или, другими словами, закономерности развития процессов так называемой опережающей фильтрации под долотом.

Математически фильтрационные процессы в окрестности забоя бурящейся скважины, вообще говоря, описываются уравнениями в двумерной (осесимметричной) постановке с соответствующими граничными условиями на поверхности забоя скважины и условиями на границе раздела фильтрата бурового раствора и вытесняемого им пластового флюида. В дальнейшем, при проведении вычислений предполагается, что фильтрат бурового раствора и пластовый флюид идентичны по свойствам, что позволяет существенно упростить постановку задачи и ее численное исследование, хотя и предопределяет лишь качественный характер получаемых результатов, особенно применительно к условиям вскрытия продуктивных нефтенасыщенных пластов.

Вместе с тем, для условий бурения водонасыщенных проницаемых пород принимаемое упрощение в постановке задачи является не слишком ограничительным и достоверность получаемых количественных оценок, соответственно, повышается. Более того, при глубоком проникновении фильтрата бурового раствора в разбуриваемую породу, когда граница раздела фильтрата раствора и пластового флюида удаляется от забоя скважины на достаточно большое расстояние, что во многих случаях характерно для условий вскрытия и продуктивных пластов, различие свойств жидкостей на границе их раздела становится малосущественным фактором, поскольку величина порового давления в породе на этой границе становится близка к величине пластового давления.

Принципиальную роль в постановке вычислительных задач по исследованию процессов опережающей фильтрации под долотом играет учет кольматации поверхности разрушаемого забоя твердой фазой бурового раствора, описание которой основано на результатах математического моделирования кольматационных процессов, представленных в предыдущей главе. Существенной особенностью описания кольматационных процессов на забое бурящейся скважины является учет взаимосвязи уровня кольматации в каждой точке поверхности забоя с интенсивностью фильтрационного потока в этой точке, зависящего, в свою очередь, от величины параметра кольматации, введенного в предыдущей главе и характеризующего взаимодействие данной пары — буровой раствор — горная порода.

На основе разработанной и численно исследованной математической модели, описывающей распределение порового давления в призабойной зоне бурящейся скважины и закономерности развития процесса опережающей фильтрации под долотом, проанализирована роль режимно-технологических параметров бурения, свойств разбуриваемой породы, формы забоя, отражающей особенности конструкции породоразрушающего инструмента и т. д., обуславливающих отрицательную (угнетающую) роль дифференциального давления в процессах разрушения и очистки забоя. Численные расчеты, проведенные при различных сочетаниях определяющих параметров, позволяют исследовать влияние перечисленных факторов на фильтрационные процессы в призабойной зоне скважины и установить принципиальную возможность управления ими при изменении определяющих параметров процесса бурения.

Количественная оценка прижимающих усилий, удерживающих частицы разрушенной породы на забое, получаемая при расчете процесса опережающей фильтрации под долотом, позволяет исследовать факторы, влияющие на качество очистки забоя скважины, при различных свойствах разрушаемой породы, применяемого бурового раствора и различных режимах бурения. В сочетании с расчетом напряжений, развивающихся при взаимодействии высокоскоростной струи бурового раствора с поверхностью забоя, разработанная модель позволяет проанализировать реальную возможность и эффективность разрушающего действия гидромониторных долот. При этом основным предметом исследований являются особенности взаимодействия высокоскоростной струи бурового раствора с забоем, обусловленные наличием низкопроницаемого слоя кольматации на поверхности разрушаемой породы, что принципиальным образом влияет на разрушающую способность высокоскоростной струи.

Одним из наиболее существенных отрицательных последствий действия дифференциального давления и опережающей фильтрацией под долотом, является формирование в призабойной зоне бурящейся скважины области проникновения фильтрата бурового раствора, приводящее к ухудшению коллекторских свойств разбуриваемых продуктивных пластов. Традиционно считается, что основным фактором, обуславливающим проникновение фильтрата бурового раствора в пласт, является процесс статической фильтрации раствора через стенки скважины при продолжительном контакте раствора с породой после окончания бурения. Не отрицая важной и часто определяющей роли этого фактора, необходимо, вместе с тем, отметить, что забой скважины, представляя собой непрерывно обновляющуюся поверхность породы, во многих случаях может иметь уровень кольматированности твердой фазой бурового раствора, на несколько порядков более низкий, чем стенки скважины, покрытые слоем низкопрони-

цаемой глинистой корки. Таким образом, несмотря на относительно малую, в сравнении с боковой поверхностью стенок скважины, площадь поверхности забоя, в процессе бурения через нее в продуктивный пласт может поступать объем фильтрата, сопоставимый по величине с объемами фильтрата, проникающими в этот пласт через стенки скважины в условиях статической фильтрации.

Из-за сложностей теоретического и экспериментального исследования особенностей развития пространственных фильтрационных процессов в призабойной зоне скважины эта проблема к настоящему времени остается малоизученной. Основной работой, выводы из которой, по существу, повторяются во всех последующих публикациях, является работа [103], в которой представлены результаты измерения потоков фильтрата бурового раствора через поверхность забоя в условиях стендового бурения. Полученные в указанной работе результаты свидетельствуют о незначительной роли потоков фильтрата, поступающего в породу через поверхность забоя в процессе бурения, в формировании зоны загрязнения в разбуриваемой породе.

Вместе с тем, анализ условий, в которых проводились указанные эксперименты, показывает, что эти условия соответствовали условиям низкооборотного бурения, при которых уровень кольматации забоя твердой фазой раствора был очень высоким и препятствующим развитию процессов опережающей фильтрации под долотом. В реальных условиях, особенно в условиях высокооборотного турбинного бурения, широко применяемого в отечественной практике, уровень фильтрационного сопротивления забоя бурящейся скважины может изменяться в широких пределах, в зависимости от сочетания свойств раствора, разрушаемой породы и режимно-технологических параметров бурения. Соответственно, потоки фильтрата через забой скважины в процессе бурения могут изменяться от незначительных величин, как в указанных выше экспериментах, так и до величин, существенно влияющих на качество вскрытия продуктивных пластов.

Аналитические оценки величины потоков фильтрата через забой бурящейся скважины, выполненные в работе [107], нельзя признать удовлетворительными, поскольку при их выводе были сделаны предположения, приводящие к ошибочным результатам. Во-первых, в этой работе предполагалось, что фильтрационные процессы, развивающиеся при образовании лунки выкола под зубцом долота, аналогичны процессам статического формирования фильтрационной корки. В действительности же, как показывает анализ быстропотекающих ($< \sim 0.1$ с) фильтрационных процессов (см. гл. 1), их закономерности принципиально отличаются от закономерностей протекания процессов статической фильтрации. Это отличие вызвано различием фильтрационных свойств глинистой корки и слоя кольматирующей, а также динамики их формирования, что обуславливает и различную

интенсивность соответствующих фильтрационных потоков, отличающихся на порядок по величине. Кроме того, перепад давления, под действием которого развивается фильтрационный процесс в окрестности лунки выкола, в действительности не равен перепаду гидродинамического давления между скважиной и пластом, как это принято в указанной работе, а составляет лишь некоторую часть этого перепада, величина которой зависит от особенностей распределения порового давления в призабойной зоне скважины и, как будет показано ниже, может изменяться в широких пределах.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно заключить, что результаты работ [103, 107], являющихся основными работами, во многом сформировавшими существующие представления о роли опережающей фильтрации под долотом в процессах бурения, во многих случаях не соответствуют реальным условиям развития фильтрационных процессов в призабойных зонах бурящихся скважин.

Представленные в этой главе результаты исследования закономерностей развития процессов опережающей фильтрации под долотом, выполненные с помощью методов численного моделирования, с большей полнотой отражают реальную картину распределения фильтрационных потоков в забойных условиях и позволяют оценить возможности снижения этих потоков рациональным регулированием уровня кольматации забоя при изменении режимно-технологических параметров бурения.

2.1. Вывод зависимостей, определяющих уровень кольматации забоя бурящейся скважины

Используя соотношение (1.60), связывающее фильтрационное сопротивление слоя кольматации h/k_s с интегральным потоком фильтрата бурового раствора Q через данную точку забоя бурящейся скважины

$$h/k_s = b \cdot Q + h/k, \quad (2.1)$$

где h — толщина, k_s — средняя проницаемость слоя кольматации, b — параметр кольматации, определяемый экспериментальным путем, k — исходная проницаемость горной породы, получим уравнение для определения величины Q из решения следующей вспомогательной задачи.

Представим поверхность лунки выкола, образуемой зубцом породоразрушающего инструмента, в виде полусферы радиуса r_0 . В течение времени, отсчитываемого от момента образования лунки, до последующего воздействия зубца долота в данную точку забоя, ее поверхность будет

кольматироваться твердой фазой бурового раствора в соответствии с соотношением (2.1). Учитывая, что для условий бурения справедливо отношение $r_0 \ll R$, где R — радиус скважины, будем предполагать, что в локальной задаче описания нестационарного фильтрационного течения в окрестности лунки выкола значение внешнего порового давления P , характерный масштаб изменения которого имеет порядок $\sim R$, может считаться постоянным.

Принимая во внимание, что время установления квазистационарного режима фильтрационного течения в окрестности лунки выкола оценивается величиной $\sim r_0^2/\chi$, где χ — коэффициент пьезопроводности породы, и это время для характерных значений $r_0 = 1-3$ мм, $\chi \sim 10-10^4$ см²/с составляет малую часть от всего интервала времени T , разделяющего последовательные удары зубца долота в данную точку забоя ($T \sim 0.05-0.5$ с), рассматриваемый фильтрационный процесс можно считать квазистационарным. Кроме того, учитывая, что поверхность забоя скважины вне лунки выкола имеет более высокий уровень кольматации, фильтрационным потоком через поверхность забоя вне лунки можно пренебрегать, считая локальное фильтрационное течение в окрестности лунки выкола одномерным и обладающим сферической симметрией.

Тогда, используя соотношение (2.1) и условия равенства потоков и давлений на границе зоны кольматации, можно получить следующее уравнение для определения потока фильтрата $Q(t)$ через лунку выкола:

$$Q + k \cdot b \cdot Q^2 / 2 \cdot r_0 = (P_0 - P) \cdot k \cdot t / \mu \cdot r_0, \quad (2.2')$$

где μ — динамическая вязкость фильтрата бурового раствора.

В дальнейшем, учитывая, что при постоянной скорости движения забоя формируется стационарное распределение порового давления в призабойной зоне, определяемое осредненным фильтрационным течением через лунки выкола, будем использовать среднее за период T значение $Q_{\text{ср}}$:

$$Q_{\text{ср}} = \int_0^T Q(t) \cdot dt / T, \quad (2.2)$$

где $Q(t)$ находится из уравнения (2.2').

Окончательно, для описания процесса кольматации каждой точки забоя бурящейся скважины будем использовать соотношение (2.1), в котором величина Q определяется выражениями (2.2), (2.2'). Отметим, что в уравнение (2.2') входит заранее неизвестная величина P , представляющая собой значение порового давления за слоем кольматации в данной точке забоя и определяемая в процессе расчетов.

2.2. Численное исследование процесса опережающей фильтрации под долотом

2.2.1. Постановка задачи и анализ граничных условий на забое и стенках скважины

При численном моделировании будем рассматривать скважину как полуограниченный полый круговой цилиндр в горной породе, движущийся в отрицательном направлении оси z с постоянной скоростью u_0 . Для дальнейшего рассмотрения удобно перейти к системе координат, связанной с движущимся забоем, в которой картина движения будет установившейся (рис. 2.1). В этой системе координат забой скважины будет неподвижен, а горная порода будет набегать на него со скоростью u_0 .

В силу стационарности движения уравнение сохранения масс для жидкости, находящейся в поровом пространстве горной породы, примет вид:

$$\operatorname{div}[m \cdot \rho \cdot (\mathbf{u}_0 + \mathbf{u})] = 0,$$

где через ρ обозначена плотность жидкости, m — пористость породы, \mathbf{u} — вектор скорости фильтрации жидкости, подчиняющийся закону Дарси:

$$m \cdot \mathbf{u} = -(k/\mu) \cdot \operatorname{grad} P.$$

Подставляя последнее соотношение в закон сохранения масс и производя стандартную в теории фильтрации линеаризацию, для распределения порового давления P в окрестности забоя бурящейся скважины получим уравнение вида:

$$u_0 \cdot P_z = \chi \cdot (P_{zz} + P_{rr} + P_r/r), \quad \chi = k/\mu \cdot m \cdot \beta, \quad (2.3)$$

где χ — коэффициент пьезопроводности, β — коэффициент эффективной сжимаемости породы (см. раздел 1.4.1).

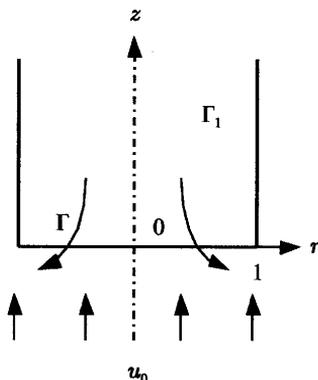


Рис. 2.1.

Отметим, что в случае анизотропной породы, когда коэффициент проницаемости вдоль пласта (вдоль оси r) в α раз выше коэффициента проницаемости по вертикали (вдоль оси z), и скважина вскрывает пласт нормально к напластованию, уравнение (2.3) примет вид

$$u_0 \cdot P_z = \chi \cdot (P_{zz} + \alpha \cdot P_{\pi} + \alpha \cdot P_r/r),$$

из которого следует, что при введении новой радиальной координаты $r = r/\sqrt{\alpha}$, это уравнение преобразуется к прежнему виду (2.3). Таким образом, учет анизотропии породы в данном случае эквивалентен варианту изотропной фильтрации при радиусе скважины, уменьшенном в $\sqrt{\alpha}$ раз.

В дальнейшем, если специально не оговаривается противное, будем использовать безразмерные переменные, сохранив за ними прежние обозначения. Обезразмеривающие множители вводятся соотношениями:

$$r/R, z/R, P/P_0, u_0/u^*, t/t^*, u^* = k \cdot P_0 / \mu \cdot m \cdot R, t^* = \mu \cdot m \cdot R^2 / k \cdot P_0,$$

где P_0 — величина дифференциального давления или, другими словами, разность гидродинамического давления в стволе скважины и порового давления в глубине пласта, которое далее принимается за нулевую точку отсчета.

В безразмерных переменных уравнение (2.3) принимает вид:

$$(u_0 \cdot R/\chi) \cdot P_z = (P_{zz} + P_{\pi} + P_r/r). \quad (2.4')$$

Коэффициент $Pe = u_0 \cdot R/\chi$, который в силу идентичности уравнений теплопроводности и пьезопроводности можно назвать фильтрационным вариантом числа Пекле, в подавляющем большинстве случаев, представляющих интерес для буровой практики, пренебрежимо мал. Действительно, в диапазоне изменения коэффициента проницаемости k от 10^{-8} см^2 до 10^{-12} см^2 при характерных для бурения величинах $u_0 \sim 0.1 \text{ см/с}$, $R \sim 10 \text{ см}$, $\mu \sim 1 \text{ МПа}\cdot\text{с}$, $m \sim 0.2$, $1/\beta \sim 10^3 \text{ МПа}$, значение числа Пекле будет находиться в диапазоне $10^{-5} - 10^{-1}$, то есть, для большинства проницаемых горных пород, особенно для пород, представляющих продуктивные пласты, уравнение фильтрации в призабойной зоне бурящейся скважины будет иметь вид уравнения Лапласа:

$$P_{zz} + P_{\pi} + P_r/r = 0. \quad (2.4)$$

На стенках скважины Γ_1 (рис. 2.1), которые покрыты слоем низкопроницаемой глинистой корки, можно пренебречь фильтрационными потоками в сравнении с потоками на постоянно обновляющемся забое скважины, что приводит к граничным условиям на стенках:

$$\Gamma_1: r = 1, z > 0, P_r = 0. \quad (2.5)$$

Условие на бесконечности имеет вид $P(r \rightarrow \infty, z \rightarrow \infty) = 0$.

На забое скважины, который на рис. 2.1 обозначен через Γ , учитывая то обстоятельство, что эффективная толщина слоя кольматации мала и выполняется условие $h \ll R$, можно использовать линейное приближение для вычисления потока фильтрата бурового раствора через слой кольматации (в размерных переменных) — $(k_s/\mu) \cdot (P_0 - P)/h$, где P — поровое давление за слоем кольматации в данной точке забоя.

Тогда из условия равенства потоков фильтрата на границе между зоной кольматации и исходной горной породой следует соотношение вида:

$$(k_s/\mu) \cdot (P_0 - P)/h = (k/\mu) \cdot P_z$$

или, в безразмерной форме:

$$\Gamma: z = 0, r < 1, 1 - P = S \cdot P_z, S = (h/k_s) \cdot (k/R), \quad (2.6)$$

где через S обозначен обобщенный безразмерный параметр, характеризующий фильтрационное сопротивление слоя кольматации, аналогичный параметру S , определенному формулой (1.27) из гл. 1 для описания фильтрационного сопротивления стенки скважины, покрытой слоем глинистой корки. Алгоритм определения величины h/k_s , а, следовательно, и параметра S , описан в предыдущем разделе и выражается формулами (2.1), (2.2).

Отметим, что сформулированная задача нелинейна, поскольку искомая величина P нелинейным образом входит в граничное условие через значение вычисляемого параметра S .

Таким образом, задача расчета распределения порового давления в окрестности забоя бурящейся скважины сводится к решению уравнения Лапласа в осесимметричной постановке (2.4) с граничными условиями на забое и стенках скважины вида (2.5), (2.6).

2.2.2. Анализ особенностей распределения порового давления в окрестности забоя бурящейся скважины

Исследуем сначала случай, когда кольматации забоя скважины не происходит или она настолько незначительна, что ею можно пренебречь и положить в равенстве (2.6) величину S , равной нулю. Граничное условие на забое в этом случае принимает вид $P = 1$.

Поскольку в угловой точке забоя ($r = 1, z = 0$), с одной стороны, происходит разрыв граничных условий, а, с другой стороны, фильтрационный поток в разбуриваемой породе должен обтекать прямой угол, образованный стенкой и забоем скважины, то в решении уравнения Лапласа в этой точке будет возникать особенность.

Для исследования этой особенности перейдем к полярным координатам r, φ с центром в точке ($r = 1, z = 0$) и отсчетом угла φ от линии забоя скважи-

ны. Тогда в окрестности точки ($r = 0, z = 0$) решение уравнения Лапласа можно будет искать в виде асимптотического ряда слагаемых вида (1.29):

$$P = r^k \cdot \text{Sin}(k \cdot \varphi),$$

и первый член этого ряда должен соответствовать решению уравнения Лапласа в плоской постановке с граничными условиями следующего вида:

$$\varphi = 0, P = 0; \varphi = 3 \cdot \pi/2, P_\varphi = 0.$$

Решениями этой локальной задачи являются функции вида:

$$1, r^{(2k-1)/3} \cdot \text{Sin}[(2 \cdot k - 1) \cdot \varphi/3], \dots k = 1, 2, 3, \dots,$$

из которых функция, соответствующая значению $k = 1$, будет описывать особенность решения в точке ($r = 0, z = 0$):

$$P = 1 + c \cdot r^{1/3} \cdot \text{Sin}(\varphi/3) + \dots, \quad (2.7)$$

где c — некоторая константа, определяемая условиями вдали от точки ($r = 0, z = 0$).

Вид главного члена (2.7) асимптотического разложения искомого решения в окрестности угловой точки забоя показывает, что фильтрационный поток в этой точке обращается в бесконечность — $P_r \sim 1/r^{2/3}$, то есть поровое давление в окрестности угловых точек забоя падает наиболее быстро, следовательно, и перепад давления, действующий на разрушаемый слой породы и частицы разрушенной породы, в периферийных областях забоя максимален. В этих зонах максимален также и поток фильтрата бурового раствора, проникающего в разрушаемую породу через поверхность забоя бурящейся скважины.

Таким образом, из анализа особенностей распределения порового давления в окрестности разрушаемого забоя скважины следует, что угловые области забоя подвергаются наибольшему угнетающему действию дифференциального давления. При этом кольцевая зона забоя, прилегающая к его периферии, из-за круговой формы забоя составляет значительную часть его площади, откуда следует, что для снижения негативного действия дифференциального давления на процессы разрушения и очистки забоя бурящейся скважины, необходимо каким-либо образом воздействовать преимущественно на наиболее нагруженные периферийные зоны забоя скважины.

Отметим, что при значениях параметра $S \neq 0$ асимптотический ряд (2.7) начинается со слагаемых более высокого порядка малости, но, как показывают результаты численных расчетов, приводимые ниже, качественные особенности распределения порового давления в окрестности забоя бурящейся скважины аналогичны описанным здесь особенностям решения при значениях $S = 0$.

Результаты численного решения уравнения (2.4) при $S = 0$, приведенные на рис. 2.2, подтверждают наличие особенностей решения уравнения Лапласа, установленных с помощью асимптотического анализа. На этом рисунке приведены зависимости градиента давления P_z от радиуса скважины на поверхности забоя (кривая 1) и перепада давления ΔP на глубине $z = -0.056$ (кривая 2), что примерно соответствует глубине разрушения забоя, равной $\sim 5-6$ мм в размерных переменных. Как следует из представленных зависимостей, величина P_z мало изменяется в центральной части забоя с радиусом $r \sim 0.7-0.8$, и резко растет при $r > \sim 0.7-0.8$, достигая бесконечности при $r \rightarrow 1$. На глубине разрушения забоя, как следует из вида кривой 2 на рис. 2.2, в центральной части забоя на разрушаемый слой породы приходится $\sim 3-5\%$ от общего перепада давления между скважиной и пластом (дифференциального давления), в то время как в угловых зонах забоя этот перепад достигает 20%. Таким образом, в целом, распределение порового давления в окрестности забоя бурящейся скважины при отсутствии кольматации забоя твердой фазой бурового раствора ($S = 0$) или при малых значениях S , что может соответствовать условиям бурения с промывкой забоя водой, свидетельствует о том, что угнетающее действие дифференциального давления на процессы разрушения и очистки забоя скважины обусловлено в этом случае 10–20% от всей величины этого давления и, соответственно, должно проявляться в незначительной степени, что и подтверждается практикой бурения.

При бурении с применением глинистых растворов, содержащих твердую фазу, уровень кольматации забоя S отличен от нуля и является функцией радиуса r . Как показывает анализ соотношений (2.1) и (2.2), определяющих параметр S , уровень кольматации, а, следовательно, и распределение порового давления в призабойной зоне скважины, зависит от значений безразмерных величин $b \cdot k \cdot T$, R/r_0 и m . Здесь величина отношения R/r_0 характеризует глубину лунки выкола, то есть, отражает роль нагрузки на долото и

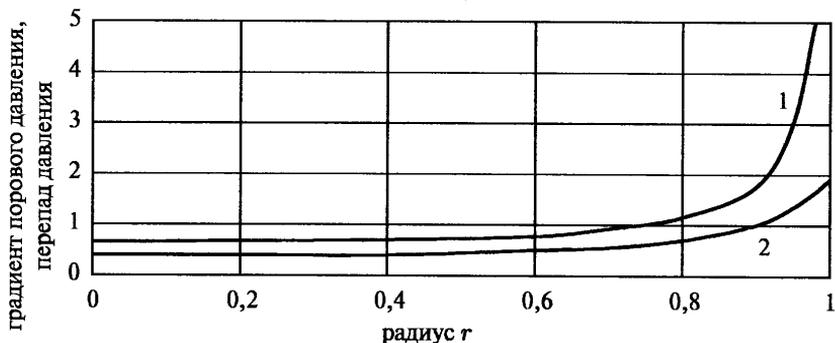


Рис. 2.2.

практически может находиться в диапазоне значений $\sim 10\text{--}30$, диапазон изменения пористости m пород средней и высокой проницаемости может быть определен интервалом $\sim 0.1\text{--}0.2$. Как показали результаты численного анализа, изменение этих определяющих параметров в указанном диапазоне значений несущественным образом влияет на распределение порового давления в призабойной зоне скважины.

Основным параметром, управляющим закономерностями протекания фильтрационных процессов в этой зоне, является комплексный параметр $b \cdot k \cdot T$, который в размерных переменных имеет следующий вид:

$$b \cdot k^2 \cdot T \cdot P_0 / \mu \cdot m \cdot R^2. \quad (2.8)$$

Действительно, учитывая, что константы b и k для практически применяемых буровых растворов и разбуриваемых пород могут изменяться по величине на порядки (таблица 1.1 в главе 1), а интервал времени T между двумя последовательными ударами зубца долота в данную точку забоя и величина дифференциального давления P_0 при различных режимах бурения также могут существенно изменяться (примерно в десять раз), то можно заключить, что значение безразмерного параметра $b \cdot k \cdot T$ в реальных условиях бурения может находиться в диапазоне величин от нуля до десятков тысяч единиц.

При этом, если физические свойства породы, такие, как ее пористость и проницаемость, являются заданными и неуправляемыми параметрами, то значения констант b , T и P_0 и, в меньшей степени, значения μ и R , могут регулироваться рациональным выбором буровых растворов и режимов бурения и, тем самым, обуславливается возможность управления фильтрационными процессами в призабойной зоне бурящейся скважины. Таким образом, результаты численного решения исследуемой задачи при широком спектре значений параметра $b \cdot k \cdot T$ могут служить основой для анализа и количественной оценки эффективности технологических мероприятий, проводимых с целью снижения отрицательного воздействия дифференциального давления на процесс бурения.

Результаты расчетов распределения порового давления P на поверхности забоя непосредственно за слоем кольматации при $R/r_0 = 10$, $m = 0.1$ для различных значений параметра $b \cdot k \cdot T$ приведены на рис. 2.3а. Кривые порового давления на глубине разрушения здесь не приводятся, поскольку, во-первых, они легко строятся на основе данных рис. 2.3а с помощью соотношений (2.6) и, во-вторых, они полностью повторяют все качественные особенности поведения кривых порового давления за слоем кольматации. При значениях параметра $S > 0.5$, распределение которого по радиусу забоя скважины приведено на рис. 2.3б, эти кривые и количественно практически не отличаются от кривых порового давления за слоем кольматации на рис. 2.3а, поскольку в этом случае основной перепад давления приходится на слой кольматации.

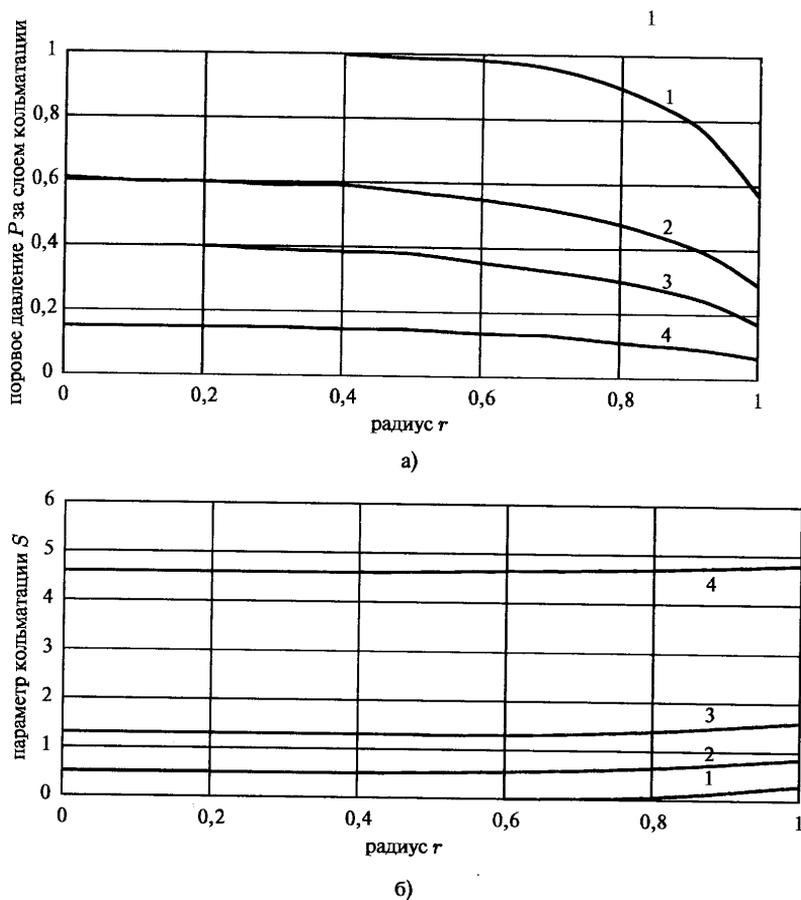


Рис. 2.3.

Как следует из представленных на рис. 2.3 зависимостей, характер изменения порового давления за слоем кольматации качественно аналогичен характеру распределения порового давления на глубине разрушения при отсутствии кольматации — максимальный перепад давления приходится на угловые зоны забоя скважины, а, по мере приближения к центру забоя, перепад давления уменьшается, приближаясь к постоянной величине при $r < 0.5-0.7$.

Когда значение параметра кольматации S приближается к величинам $\sim 0.5-1$, а это происходит при условии $b \cdot k \cdot T > 10$, неоднородность уровня кольматации по площади забоя практически исчезает и значение параметра S в этом случае можно считать постоянным на всей площади забоя.

При значениях параметра $b \cdot k \cdot T \sim 1-2$, которые можно считать минимально возможными значениями для условий реального бурения, так как даже при промывке скважины водой в ней содержится какое-то количество микрочастиц твердой фазы, привносимой разрушаемой породой, уровень кольматации центральной части забоя практически нулевой, в то время, как в периферийных угловых зонах уровень кольматации продолжает оставаться достаточно высоким — $S \sim 0.3$. Перепад давления на слое кольматации в этих зонах достигает значений $\sim 0.5 \cdot P_0$, то есть и в этом случае в угловых зонах забоя бурящейся скважины на разрушаемую породу действует примерно половина всей величины дифференциального давления.

При значениях $S > 1-2$, что соответствует условию $b \cdot k \cdot T > 10-20$, из анализа поведения кривых, представленных на рис. 2.3, следует, что перепад давления на слое разрушения породы по всей площади забоя можно считать постоянным. Таким образом, соотношение $b \cdot k \cdot T \sim 10$ качественно разделяет забойные условия на две относительно различные категории — при $b \cdot k \cdot T < 10$ угнетающее действие дифференциального давления в максимальной степени проявляется в периферийных угловых зонах забоя бурящейся скважины, и это необходимо учитывать при выборе схем разрушения и промывки забоя. При выполнении условия $b \cdot k \cdot T > 10$ отрицательное действие дифференциального давления проявляется примерно одинаковым образом на всей площади забоя скважины.

Как следует из результатов расчетов, распределение порового давления за слоем кольматации и уровень фильтрационного сопротивления этого слоя достаточно полно характеризуются значениями вычисляемых величин в центре забоя и в его угловых зонах. По этой причине были построены обобщающие зависимости функций P_c , P_R и S_c , S_R от параметра $b \cdot k \cdot T$, где P_c , S_c — значение давления за слоем кольматации и уровень кольматации в центре забоя, P_R и S_R — соответствующие величины в угловых точках забоя скважины (рис. 2.4).

Как следует из зависимостей, представленных на рис. 2.4, функции P_c , P_R монотонно убывают с ростом параметра $b \cdot k \cdot T$, причем, темп убывания максимален при условии $b \cdot k \cdot T < 20$, а при значениях этого параметра, превышающих несколько десятков единиц, темп убывания этих функций с ростом параметра $b \cdot k \cdot T$ становится незначительным. Отсюда следует, что регулированием режимно-технологических параметров бурения можно добиться существенного снижения угнетающего действия дифференциального давления, в том случае, когда исходные параметры бурового процесса, такие, как свойства разрушаемой породы, состав бурового раствора и режим бурения определяют значения параметра $b \cdot k \cdot T$, находящиеся в пределах нескольких десятков единиц.

Действительно, как показано в предыдущей главе, значение параметра кольматации b пропорционально концентрации твердой фазы в растворе,

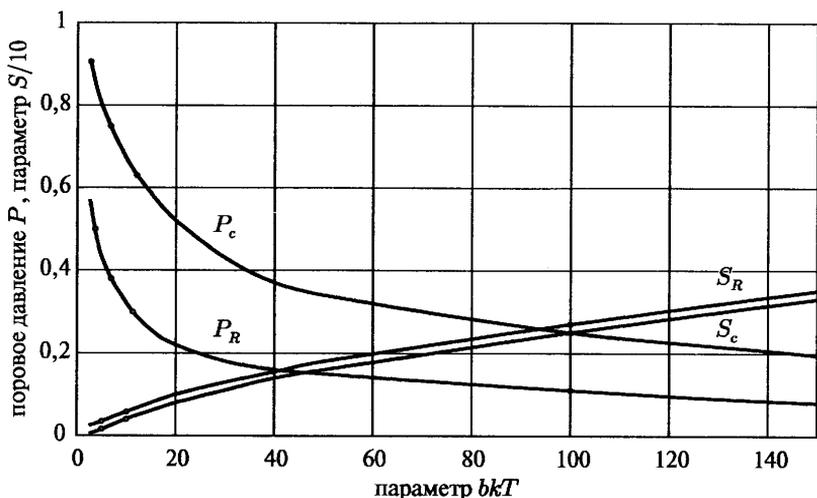


Рис. 2.4.

которую можно изменить в 1.5–2 раза, если принципиальным образом не изменять заданную технологию бурения. Путем обработки раствора химическими реагентами также можно добиться кратного уменьшения величины b . Дифференциальное давление и частоту вращения породоразрушающего инструмента без изменения типа двигателя также можно изменить примерно в 1.5–2 раза. Увеличение нагрузки на долото в принятой постановке задачи эквивалентно увеличению глубины лунки выкола, то есть, уменьшению параметра R/r_0 , но, как показывают результаты расчетов, представленные на рис. 2.4, где сплошные линии соответствуют расчетам, проведенным при значении параметра $R/r_0 = 10$, а кружками отмечены результаты расчетов при $R/r_0 = 30$, существенного влияния на расхождение порового давления, по крайней мере, в указанном диапазоне своего изменения, этот параметр не оказывает.

Таким образом, варьированием режимно-технологическими параметрами в пределах, допускаемых заданной технико-технологической схемой бурения, можно изменить значение $b \cdot k \cdot T$ примерно в десять — двадцать раз. Как отмечалось выше, такое изменение может существенно повысить эффективность разрушения и очистки забоя скважины из-за снижения утнетающего действия дифференциального давления, если исходное значение этого параметра не будет превышать величины, равной ~ 20 –30 единицам, и будет малоэффективным, если выполняется условие $b \cdot k \cdot T > 100$ –200.

В случае, если допустимо принципиальное изменение технико-технологической схемы бурения, например, переход с низкооборотного на высокооборотное бурение, переход на использование растворов с низким содер-

жанием твердой фазы, соответствующее изменение $b \cdot k \cdot T$ будет составлять более одного порядка по величине, что может обусловить существенное снижение угнетающего действия дифференциального давления, даже если исходное значение этого параметра было достаточно высоким.

Для иллюстрации сказанного воспользуемся данными приведенной в первой главе таблицы 1.1, представляющими конкретные значения параметра $b \cdot k$, полученные путем обработки экспериментальных данных по кольматации различных пород глинистым раствором 25 % -ой концентрации, приготовленного из дружковской глины:

$$k = 10^{-10} \text{ см}^2, b \cdot k = 7000;$$

$$k = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2, b \cdot k = 600;$$

$$k = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2, b \cdot k = 900.$$

При значениях $m = 0.1$, $R = 10$ см, $P_0 = 3$ МПа, $\mu = 1$ мПа·с, $n = 400$ об/мин соответствующий ряд значений параметра $b \cdot k \cdot T$ будет иметь вид:

$$b \cdot k \cdot T = 10.6, b \cdot k \cdot T = 2.7, b \cdot k \cdot T = 40,$$

из которого следует, что данным условиям бурения соответствуют относительно малые значения $b \cdot k \cdot T$, при которых возможно эффективное воздействие на величину перепада давления на слое кольматации посредством регулирования режимно-технологических параметров.

При $n=100$ об/мин, когда величина параметра $b \cdot k \cdot T$ для всех представленных пород возрастает в 4 раза, в область возможного эффективного снижения отрицательного действия дифференциального давления попадает, по существу, только вариант с проницаемостью породы $k = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2$ при значении $b \cdot k \cdot T \sim 10$. При снижении концентрации твердой фазы в растворе в 2 раза, чему соответствует примерно такое же снижение величины параметра $b \cdot k \cdot T$, в область возможного эффективного воздействия попадает и порода с проницаемостью $k = 10^{-10} \text{ см}^2$.

Подчеркнем, что сделанные выводы имеют качественный характер, поскольку числовые значения параметра кольматации b зависят от свойств конкретной пары буровой раствор — горная порода и при использовании раствора другой рецептуры могут изменяться в ту или иную сторону, соответственно, параметр $b \cdot k \cdot T$ при этом также изменится.

Отметим также, что, согласно рассматриваемому механизму угнетающего действия дифференциального давления, увеличение частоты вращения породоразрушающего инструмента приводит к уменьшению времени T между двумя последовательными ударами зубца долота в данную точку породы и, соответственно, к снижению величины параметра $b \cdot k \cdot T$ и к снижению перепада давления на слое кольматации, то есть, к снижению

угнетающего действия дифференциального давления на процессы разрушения и очистки забоя.

Вместе с тем, необходимо отметить, что снижение уровня кольматации забоя бурящейся скважины имеет и негативную сторону, поскольку приводит к интенсификации процесса опережающей фильтрации под долотом, то есть, к увеличению потоков фильтрата бурового раствора, поступающего в продуктивные пласты через поверхность забоя в процессе бурения скважины, и к соответствующему снижению качества вскрытия пластов, что будет более подробно проанализировано в следующих разделах этой главы.

2.2.3. Оценка возможностей снижения угнетающего действия дифференциального давления изменением формы забоя и калиброванием стенок скважины

Для практики бурения представляет интерес исследование возможностей снижения угнетающего действия дифференциального давления на процессы разрушения и очистки забоя скважины изменением формы забоя, а также путем очистки стенки скважины, непосредственно примыкающей к забою, от низкопроницаемой глинистой корки, что можно осуществить, например, калиброванием призабойной части стенки скважины, то есть дополнительным разрушением поверхностного слоя породы.

С этой целью были проведены численные расчеты уравнения Лапласа в прежней постановке, за исключением того, что угловым зонам забоя придавалась круговая форма или форма наклонных линий (рис. 2.5а,б), а также рассчитывался вариант, когда забой сохранял прямоугольную форму, но часть стенки высотой h , примыкающая к забою, очищалась от глинистой корки (рис. 2.5в).

Граничное условие на забое бурящейся скважины в этом случае также имело вид (2.6), но в той части забоя, где его поверхность отличалась от горизонтальной плоскости, вместо производной P_z использовалась производная P_n по нормали n к этой поверхности. При этом предполагалось,

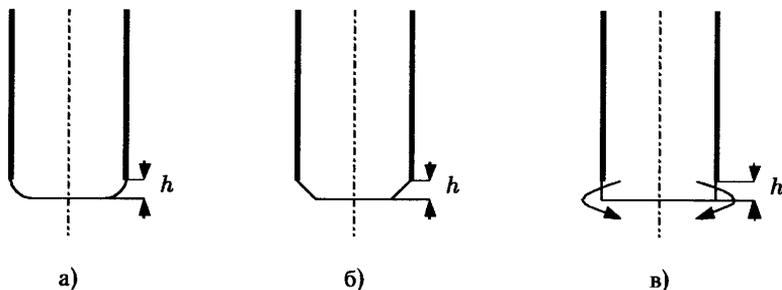


Рис. 2.5.

что при очистке стенки скважины от фильтрационной корки калиброванием эта часть стенки будет кольматироваться твердой фазой бурового раствора аналогично забою скважины.

Результаты расчетов при измененной форме угловых областей забоя скважины при значениях безразмерного параметра h (h/R , R — радиус скважины), равных 0.1 и 0.2, показали, что такое изменение формы забоя не оказывает существенного влияния на распределение порового давления за слоем кольматации, то есть, значимого снижения утнетающего действия дифференциального давления при этом не происходит.

Результаты расчетов распределения порового давления P за слоем кольматации при калибровании стенки скважины (рис. 2.5в), соответствующие значению параметра $b \cdot k \cdot T = 5$, при различных значениях безразмерной высоты h калибруемого участка стенки скважины, приведены на рис. 2.6. Как следует из представленных данных, в этом случае уже происходит заметное изменение распределения порового давления по площади забоя, особенно, в его угловых областях. Так, например, если при $h = 0$, то есть, при отсутствии очистки стенки скважины, перепад давления на слое кольматации в угловой точке составляет величину $1 - P \sim 0.6$, то при высоте $h = 0.3$ этот перепад снижается до значения 0.4, то есть, в полтора раза. При этом снижение перепада давления за слоем кольматации отмечается и в центральной части забоя. Можно заключить, таким образом, что обработка некоторого участка стенки скважины в непосредственной близости от забоя бурящейся скважины способна привести к положительному эффекту, то есть, к снижению утнетающего действия дифференциального давления.

При высоком уровне кольматации забоя, например, при $b \cdot k \cdot T \sim 100$, при калибровании стенки скважины рост порового давления за слоем кольматации также происходит и причем, по абсолютным величинам, сопоставимым образом с результатами расчетов при низком уровне кольматации, но,

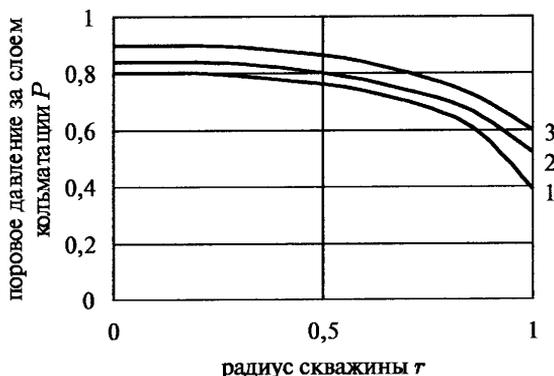


Рис. 2.6.

поскольку перепад давления на слое кольматации в этом случае близок к единице, то относительное изменение этого перепада незначительно, то есть, существенного снижения угнетающего действия дифференциального давления в этом случае не происходит.

Подчеркнем, что процесс калибровки стенки скважины описывался изменением граничного условия на калибруемой части стенки, причем принималось, что при удалении фильтрационной корки стенка скважины будет кольматироваться твердой фазой бурового раствора таким же образом, что и порода на забое скважины. Вместе с тем, если допустить, что технически возможно каким-либо образом осуществлять полную и непрерывную очистку этой части стенки от кольматирующих ее глинистых частиц, то влияние фильтрационных потоков, поступающих в призабойную зону бурящейся скважины через этот участок, на распределение порового давления в призабойной зоне скважины будет уже очень существенным даже при высоком уровне кольматации забоя.

Так, например, расчеты показывают, при $b \cdot k \cdot T \sim 300$, когда на слой кольматации на поверхности забоя приходится примерно 95 % величины дифференциального давления, полная очистка части стенки с высотой $h/R = 0.1$ (в размерных единицах это соответствует ~ 1 см) приводит к снижению перепада давления за слоем кольматации до величины, равной ~ 0.4 , то есть, почти в 2.5 раза. Этот результат позволяет сделать вывод о потенциальной перспективности метода снижения отрицательного воздействия дифференциального давления на процесс бурения путем активизации фильтрационных потоков через стенки скважины в непосредственной близости от забоя скважины, что приводит к существенному росту порового давления за слоем кольматации на забое бурящейся скважины.

2.2.4. Влияние дифференциального давления на процесс очистки забоя скважины от разрушенной породы

Согласно существующим представлениям о механизме очистки забоя скважины от выбуренной породы, при действии на частицу породы высокоскоростных струй бурового раствора в ней развиваются напряжения, обусловленные силами вязкого трения и динамическим напором растекающейся по забою струи жидкости [45, 102, 116, 117 и др.]. Экспериментальным путем установлено, что силы вязкого трения более, чем на порядок, ниже сил лобового сопротивления частицы, оказываемого струе раствора, поэтому можно предполагать, что частица, прижимаемая к поверхности забоя перепадом давления, будет отделена от этой поверхности в том случае, если сила динамического напора струи превысит силу трения частицы о забой, пропорциональную прижимающему усилию. В случае, если перепад давления на слое кольматации настолько велик, что усилий, развивающихся от динамического напора струи, будет недостаточно для преодоления сил тре-

ния, очистка забоя будет обуславливаться механическим воздействием на частицу зубцов долота, а также относительно медленным размывающим действием струи бурового раствора, когда из слоя разрушенной породы постепенно будут удаляться отдельные частицы. Очевидно, что в последнем случае увеличение времени действия струи, то есть снижение скорости вращения породоразрушающего инструмента, будет способствовать повышению общего количества отделяемых частиц и, следовательно, улучшению качества очистки забоя.

Описанная схема механизма очистки забоя показывает, насколько существенно при выборе той или иной системы промывки забоя знание фактического перепада давления на слое кольматации, поскольку в зависимости от условий на забое скважины рекомендации по повышению качества его очистки могут носить прямо противоположный характер. Действительно, если забойные условия таковы, что, главным образом, действует первый из описанных выше факторов, то повышение частоты вращения долота, приводящее к снижению уровня кольматации забоя и перепада давления, удерживающего частицу породы, способствует лучшей очистке забоя. В то же время, при высоком уровне кольматации забоя, когда перепад давления на слое кольматации слабо зависит от изменения параметра кольматации $b \cdot k \cdot T$, и, следовательно, от частоты вращения долота, увеличение частоты снижает эффективность размывающего действия струи бурового раствора, которое в данном случае является главным фактором, управляющим качеством очистки забоя бурящейся скважины. Таким образом, эффективность работы гидравлических систем долота прямым образом связана с особенностями развития фильтрационных процессов в призабойной зоне скважины.

Помимо указанных факторов, обуславливающих действие механизмов очистки забоя, существует также фактор, проявляющийся при использовании гидромониторных долот, то есть, долот с повышенными скоростями истечения промывочной жидкости из насадок долота. Как известно, высокоскоростные струи жидкости способны разрушать некоторые прочные породы при скоростях истечения, превышающих ~ 100 м/с. Существует предположение о том, что при скоростях истечения бурового раствора, близких к указанной, будет наблюдаться прямое разрушение малопрочных горных пород или, по крайней мере, зон предразрушения породы, прочность которых значительно снижена от работы породоразрушающего инструмента.

Вместе с тем, условия взаимодействия струй с породой на забое глубоких скважин существенно отличаются от условий лабораторных экспериментов, в которых определяются критерии струйного разрушения породы, главным образом, тем, что поверхность разрушаемой породы закольматирована твердой фазой бурового раствора. Как будет показано ниже, наличие такого слоя вносит существенные изменения в механизм взаимодействия высокоскоростной струи с породой.

Действительно, эффект струйного разрушения проницаемых пород обусловлен тем, что при повышении порового давления в пористой среде развиваются растягивающие напряжения, которые при условии превышения прочности среды на разрыв приводят к ее разрушению. В непроницаемых породах действие струи аналогично действию штампа на поверхности этой среды — разрушение среды происходит при условии достижения предела прочности среды на вдавливание, который многократно превышает предел прочности на разрыв. По этой причине требования к мощности струи, необходимой для разрушения проницаемых сред, значительно ниже, чем для случая разрушения непроницаемых сред той же прочности. Слой кольматации на поверхности забоя бурящейся скважины играет роль низкопроницаемого экрана, препятствующего повышению порового давления в области пятна контакта струи с породой, что меняет в худшую сторону условия разрушения породы в сравнении с условиями проведения лабораторных исследований.

Для количественной оценки влияния слоя кольматации на эффективность струйного разрушения породы в забойных условиях сформулируем следующую задачу.

Пусть вдоль поверхности проницаемого пористого тела, покрытого тонким слоем материала, обладающего повышенным фильтрационным сопротивлением, в отрицательном направлении оси x со скоростью v_0 движется струя жидкости. Ось y расположена на поверхности среды ортогонально оси x , ось z нормальна к поверхности и направлена вглубь тела.

Учитывая то обстоятельство, что условия глубокого бурения характеризуются наличием напряжения бокового сжатия, обусловленного действием горного давления и заведомо превосходящего по величине радиальные и тангенциальные напряжения, реально развивающиеся в породе от воздействия струи жидкости, естественно предполагать, что разрушение породы будет вызываться действием растягивающих напряжений в породе, нормальных к ее поверхности. Если считать, что слой разрушенной породы на поверхности забоя бурящейся скважины представляет собой пористую среду, имеющую минимальную, близкую к нулю, прочность на разрыв, то критерием разрушения такой среды будет выполнение условия превышения градиента порового давления на поверхности среды, обусловленного действием струи жидкости, противоположно направленного ему градиента давления, обусловленного наличием дифференциального давления. Другими словами, действие высоконапорной струи жидкости должно разгружать породу или слой частиц разрушенной породы на поверхности забоя бурящейся скважины от сжимающего действия дифференциального давления, усиливающегося при наличии на забое низкопроницаемого слоя кольматации.

Действительно, касательными напряжениями на поверхности породы в сравнении с нормальными напряжениями можно пренебречь, и отсюда следует, что в силу свойства симметрии касательных напряжений можно

пренебречь и равными им касательными напряжениями на боковых гранях отделяемой частицы породы. Тогда наличие результирующего градиента порового давления, направленного вверх, будет означать, что поровое давление на нижней грани частицы превышает давление снаружи и эффективное напряжение в скелете пористой среды будет растягивающим, что является достаточным условием отделения частицы от поверхности при отсутствии связи между ними, то есть, при условии нулевой прочности пористой среды на разрыв.

Таким образом, условием разрушения пористой среды с нулевой прочностью на разрыв, а, следовательно, и минимально необходимым условием разрушения пород с прочностью, отличной от нуля, можно принять условие равенства противоположно направленных потоков фильтрата на слое кольматации, обусловленных действием дифференциального давления на забое бурящейся скважины и действием высокоскоростной струи промывочной жидкости на поверхности забоя.

Распределение порового давления в проницаемой породе в системе координат, связанной с пятном контакта струи жидкости с породой, движущимся на поверхности $z=0$ вдоль оси x со скоростью v_0 , будет описываться уравнением вида:

$$v_0 \cdot P_x = \chi \cdot (P_{xx} + P_{yy} + P_{zz}),$$

где через χ , как всегда, обозначен коэффициент пьезопроводности проницаемой среды.

Для описания распределения давления P_0 в пятне контакта на поверхности среды воспользуемся следующей аппроксимацией:

$$P_0 = P_1 \cdot \exp[-(x^2 + y^2)/r_0^2],$$

в которой параметр r_0 , характеризующий ширину пятна контакта, пропорционален радиусу насадки долота, причем коэффициент пропорциональности зависит от удаленности насадки от поверхности забоя и в реальных условиях бурения изменяется в диапазоне 1.5–2 единиц.

Вводя обезразмеривающие множители (с сохранением прежних обозначений) по формулам вида:

$$P/P_1, x/r_0, y/r_0, z/r_0,$$

и описывая фильтрационное сопротивление кольматационного слоя на поверхности забоя аналогично тому, как это делалось в п. 2.2.1, получим следующую систему соотношений, определяющих постановку задачи распределения порового давления в породе под пятном контакта:

$$\begin{aligned} P_e \cdot P_x &= (P_{xx} + P_{yy} + P_{zz}), P_e = v_0 \cdot r_0 / \chi \\ z = 0: P_0 &= \exp[-(x^2 + y^2)], P_0 - P = -S \cdot P_z, S = k \cdot h / k_s \cdot r_0; P(\infty) = 0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

После применения Фурье-преобразования по переменным x и y , решения соответствующего обыкновенного дифференциального уравнения и обратного перехода к исходным функциям, распределение порового давления за слоем кольматации выразится следующим образом:

$$P = \left(\frac{1}{\pi^2}\right) \int_0^{\infty} \text{Cos}(\sigma \cdot y) \cdot \left[\int_0^{\infty} \varphi(\sigma, \lambda) (a \cdot \text{Cos}(\lambda \cdot x) - b \cdot \text{Sin}(\lambda \cdot x)) / (a^2 + b^2) \cdot d\lambda \right] \cdot d\sigma, \quad (2.10)$$

$$\varphi(\lambda, \sigma) = \pi \cdot \exp[-(\lambda^2 + \sigma^2)], \quad a = 1 + S \cdot [1 + \lambda^2 + \sigma^2 / 2]^{0.5}, \quad b = -S \cdot [1 - \lambda^2 - \sigma^2 / 2]^{0.5}$$

$$l^2 = (\lambda^2 + \sigma^2)^2 + \text{Pe} \cdot \lambda^2.$$

Интеграл (2.10) и градиент P_z порового давления на поверхности пористого тела за слоем кольматации численно рассчитывался для ряда значений определяющих параметров задачи S и Pe . Результаты расчетов приведены на рис. 2.7, где изображена зависимость максимального значения градиента P_z на площади пятна контакта от параметра S при значениях числа $\text{Pe} = 0$ (кривая 1), 1 (кривая 2) и 5 (кривая 3).

Сопоставляя приведенные зависимости с соотношениями (2.6) и с графиками рис. 2.4, где приведены данные расчетов распределения давления за слоем кольматации и распределения уровней кольматации забоя бурящейся скважины (с учетом обезразмеривающих множителей и того обстоятельства, что параметр кольматации S в расчетах интеграла (2.10) определялся по формуле (2.9), а данные рис. 2.4 соответствуют значениям S , определяемым по формулам (2.6)) можно сделать следующие выводы.

Если допустить, что практически, в реальных условиях бурения, давление в центре пятна контакта струи промывочной жидкости с забоем может превышать величину дифференциального давления в 3–5 раз, то для

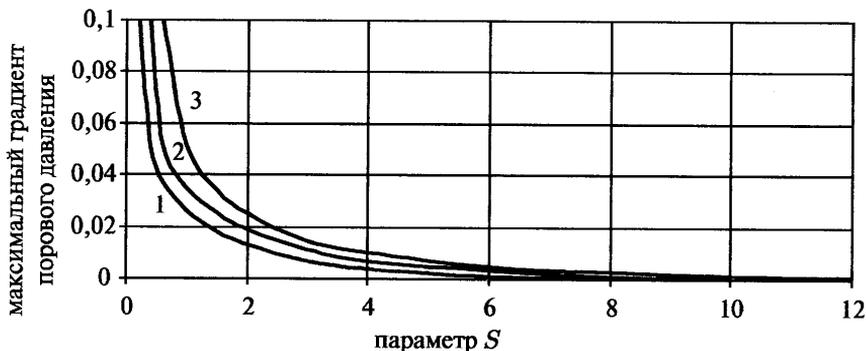


Рис. 2.7.

возникновения растягивающих напряжений на поверхности забоя при $R/\tau \sim 10$ необходимо, чтобы в центре забоя параметр $b \cdot k \cdot T$ имел величину $\sim 3-4$, а на периферии забоя в угловых зонах, где сжимающее действие, вызываемое дифференциальным давлением, максимально, значение $b \cdot k \cdot T$ не должно превышать $\sim 1-2$ единиц. Такие значения параметра кольматации забоя $b \cdot k \cdot T$ возможны только при бурении с промывкой водой, когда поверхность забоя бурящейся скважины практически не закольматирована глинистыми частицами.

Отсюда можно заключить, что в реальных условиях бурения, когда в качестве промывочных жидкостей применяются глинистые растворы, а дифференциальное давление превышает 2-3 МПа, что приводит к значительно более высоким значениям кольматационного параметра $b \cdot k \cdot T$ на поверхности забоя скважины, прямого разрушения высокоскоростными струями бурового раствора даже слоя шлама на забое скважины происходить не будет, не говоря уже о разрушении породы, имеющей ненулевую прочность на разрыв. Фильтрационное сопротивление низкопроницаемого слоя кольматации на забое бурящейся скважины фактически полностью нейтрализует разрушающее воздействие высокоскоростной струи бурового раствора.

Отсюда следует, что основным фактором, обуславливающим положительный эффект применения гидромониторных долот с высокими скоростями истечения промывочной жидкости из насадок долота, является фактор очистки забоя скважины за счет действия динамического напора струи жидкости. Действительно, как следует из данных работы [116], динамический напор струи раствора бурового раствора $\rho \cdot V^2/2$ связан с динамическим напором P_d , действующим на частицу разрушенной породы или неровность забоя с размерами $\sim 0.5-1$ см, соотношением вида

$$P_d = c_d \cdot (\rho \cdot V^2/2),$$

где коэффициент c_d при характерных для практики бурения диаметрах насадок долота, расстояниях от этих насадок до поверхности забоя и т. д., будет равняться ~ 0.03 . Тогда при скорости истечения струи $V = 100$ м/с, плотности раствора $\rho = 1.2$ г/см³ динамический напор струи промывочной жидкости, растекающейся по забою скважины, составит величину $P_d \sim 0.2$ МПа, что при коэффициенте трения частицы породы о поверхность забоя, оцениваемом величиной ~ 0.1 , обеспечивает смещение частиц разрушенной породы, то есть, качественную очистку забоя скважины при перепаде давления на слое кольматации, не превышающем ~ 2 МПа.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно сделать вывод, что при существующих в настоящее время ограничениях на мощность гидромониторных долот положительный эффект их применения в глубоком бурении обуславливается улучшением качества очистки забоя

скважины, а не разрушающим действием высокоскоростной струи раствора, которое практически полностью нейтрализуется угнетающим действием дифференциального давления, усиленным наличием низкопроницаемого кольматационного слоя на поверхности забоя бурящейся скважины.

2.2.5. Закономерности формирования области проникновения фильтрата бурового раствора в призабойную зону скважины

Одним из основных направлений в исследовании процесса опережающей фильтрации под долотом является определение интенсивности потоков фильтрата бурового раствора, поступающего в пласт через забой бурящейся скважины.

Впервые эта проблема была поставлена в работе [103], где методом электромоделирования был определен интегральный поток фильтрата, поступающего в породу через поверхность забоя скважины, причем, кольматационные явления при этом не учитывались. При такой постановке задачи оставался неопределенным объем фильтрата, поступающего обратно в скважину вместе с разрушенной породой. Для учета этого объема в указанной работе вводился некоторый коэффициент возврата, значение которого выбиралось достаточно произвольным образом. В результате было установлено, что глубина проникновения фильтрата через забой скважины в процессе бурения может быть очень значительной и достигать 15 радиусов скважины. Тем не менее, экспериментальная проверка, проведенная в условиях стендового бурения, этого вывода не подтвердила, показав значительно меньшие глубины проникновения фильтрата в породу. На этом основании был сделан вывод, что кольматация забоя твердой фазой бурового раствора, которая не учитывалась при электромоделировании опережающей фильтрации под долотом, в действительности ограничивает объемы фильтрата, проникающего в пласт через поверхность забоя, до практически незначимых величин.

Поскольку фильтрационные процессы в окрестности забоя бурящейся скважины достаточно сложно исследовать в условиях стендового бурения, то указанная работа [103] до настоящего времени остается, по существу, основным источником, который используется при анализе влияния процесса опережающей фильтрации под долотом на качество вскрытия продуктивных пластов.

Вместе с тем, анализ условий, в которых проводились описываемые эксперименты, показывает, что уровень кольматации забоя скважины при этом был действительно высок и соответствовал условиям низкооборотного роторного бурения, что и обусловило слабую интенсивность фильтрационных потоков на забое. Сложность воспроизведения забойных условий при экспериментальном бурении с учетом всего многообразия факторов,

влияющих на распределение и интенсивность фильтрационных потоков на забое, в действительности не позволила провести исследование процессов забойной фильтрации во всей полноте, особенно применительно к условиям высокооборотного турбинного бурения, преобладающего в отечественной практике бурения.

По этой причине представляют интерес результаты численного исследования процессов призабойной фильтрации, позволяющего изучить проблему с учетом влияния максимального числа определяющих факторов во всем диапазоне их возможного изменения. Как будет показано в этом и последующих разделах, в действительности объем фильтрата, поступающего в пласт через забой бурящейся скважины, может быть значительным по величине и вполне сопоставимым с объемами фильтрата, поступающего в пласт через стенки скважины в условиях статической фильтрации.

К рассматриваемой проблеме близко примыкает проблема исследования процесса вытеснения пластового флюида из выбуриваемого керна. Как будет показано ниже, в некоторых условиях, зависящих от свойств породы, применяемого раствора, диаметра выбуриваемого керна и т. д., горная порода перед поверхностью забоя может быть полностью промыта фильтратом бурового раствора в результате развития процесса опережающей фильтрации под долотом. В результате этого исходное содержимое керна будет вытеснено фильтратом раствора, что значительно снижает ценность добываемого керна материала.

Если для величины потока фильтрата в единицу времени Q ввести безразмеривающий множитель Q^* по формуле

$$Q^* = k \cdot P_0 \cdot R / \mu,$$

то безразмерный фильтрационный поток через поверхность забоя бурящейся скважины будет определяться интегралом:

$$Q = 2 \cdot \pi \int_{r^0}^1 (P_z - u_0) \cdot r \cdot dr, \quad (2.11)$$

в котором через r^0 обозначена координата той точки забоя, начиная с которой, при $r > r^0$, фильтрационный поток, направленный из скважины в породу, будет превышать обратный поток фильтрата, поступающего в скважину вместе с разбуренной породой. В системе координат, связанной с движущимся забоем (рис. 2.1), точка r^0 определяется условием, согласно которому в этой точке скорость набегающего потока u_0 будет равна скорости фильтрационного потока через поверхность забоя скважины. Отметим, что здесь и далее используются безразмерные переменные, определенные в разделе 2.2.1.

При относительно малых скоростях движения забоя, когда градиент порового давления P_z всюду на поверхности забоя превышает величину u_0 ,

интегрирование в формуле (2.11) ведется по всей площади забоя от $r = 0$ до $r = 1$, а точка на оси скважины Oz , в которой выполняется равенство $P_z = u_0$, будет являться начальной точкой линии раздела пластовой жидкости и фильтрата бурового раствора, идентичных по свойствам в принятой постановке задачи. Линия раздела в плоскости (r, z) может быть построена по рассчитанным значениям P_z и P_r с помощью уравнения вида:

$$\frac{dz}{P_z - u_0} = \frac{dr}{P_r}$$

На рис. 2.8 приведена зависимость глубины L проникновения фильтрата раствора в разбуриваемую породу вдоль оси скважины от скорости движения забоя u_0 при различных значениях параметра $b \cdot k \cdot T$. Как следует из вида кривых $L(u_0, b \cdot k \cdot T)$, для каждого значения параметра $b \cdot k \cdot T$ существует критическая скорость движения забоя скважины, при снижении которой массив породы, расположенный ниже забоя, будет заполнен фильтратом бурового раствора, как это показано на рис. 2.9а.

При скорости движения забоя (механической скорости бурения), превышающей это критическое значение, фильтрат бурового раствора будет проникать в породу только через периферийные угловые зоны забоя, где фильтрационные потоки максимальны (рис. 2.9б), через центральную же часть забоя, ограниченную введенным выше радиусом r^0 , в скважину будет поступать пластовый флюид.

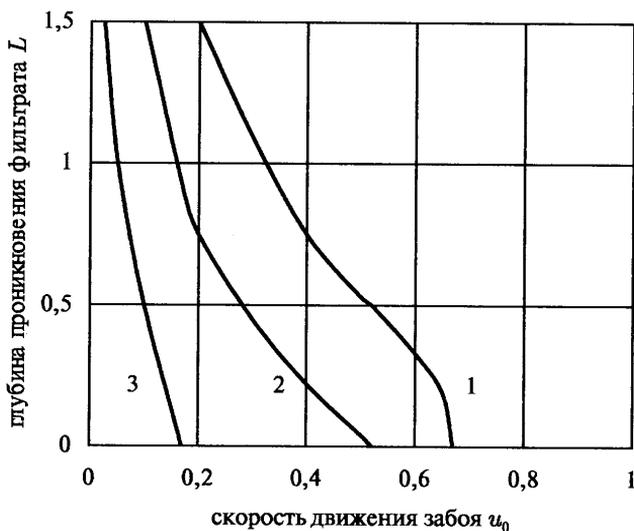


Рис. 2.8.

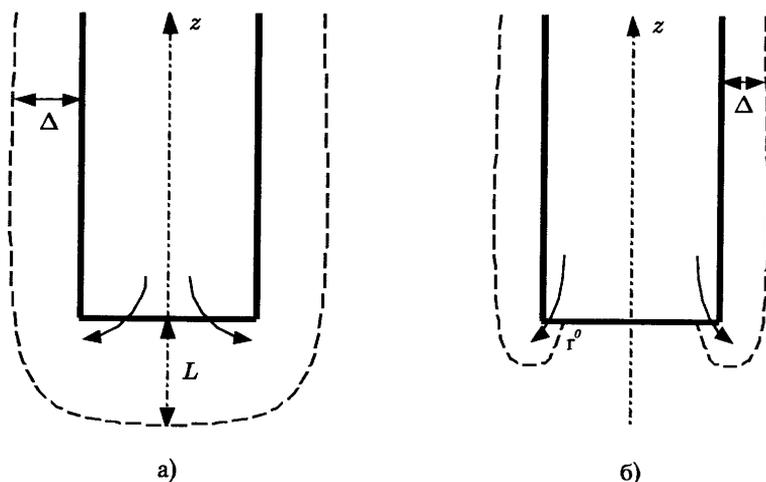


Рис. 2.9.

Если соотношением $R \cdot (1 + \Delta)$ ввести безразмерный параметр Δ , характеризующий максимальную глубину проникновения фильтрата раствора за боковую стенку скважины (рис. 2.9), то при условии, что пластовый флюид вытесняется из породы полностью, баланс потоков, поступающих через забой скважины и протекающих по кольцевому пространству шириной Δ , приводит к соотношению вида:

$$\Delta = (1 + Q/\pi \cdot u_0)^{0.5} - 1, \quad (2.12)$$

в котором величина Q определяется равенством (2.11).

Кривые (2.12), построенные по результатам численных расчетов для различных значений параметра $b \cdot k \cdot T$, приведены на рис. 2.10. На этих кривых треугольниками отмечены точки, левее которых скорость движения u_0 была настолько низкой, что реализовывался вариант фильтрационного течения, соответствующий рис. 2.9а, при котором фильтрат бурового раствора проникал в породу по всей площади забоя скважины. Значение радиуса r^0 в этом случае было нулевым.

Правее отмеченных точек скорость движения забоя (механическая скорость бурения) была уже настолько высокой, что в центральной части забоя скважины эта скорость превышала скорость фильтрационного потока, направленного из скважины в породу (рис. 2.9б), и при расчете интеграла (2.11) интервал интегрирования начинался с точки r^0 , соответствующей области проникновения фильтрата раствора в породу.

Если, для упрощения расчетов, принять, что во всех случаях нижний предел интегрирования в интеграле (2.11) равен нулю, то получаемые при

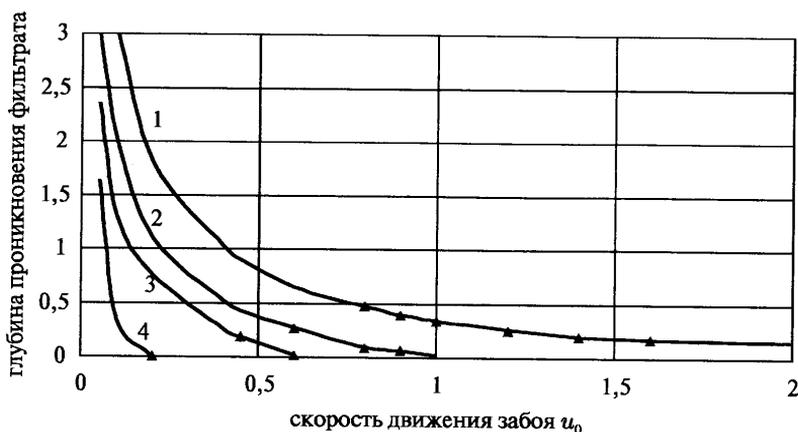


Рис. 2.10.

этом допущении значения Δ будут отличаться от точных расчетных значений, определяемых по формуле (2.12). На рис. 2.10 треугольниками отмечены значения $\Delta(u_0)$, построенные с использованием указанного приближения. Как следует из сопоставления этих значений с точными расчетными кривыми, их различие практически несущественно, поскольку это различие имеет место только в области малых значений $\Delta \sim 0.2$, что в размерных переменных соответствует глубине проникновения фильтра, измеряемой несколькими сантиметрами.

Таким образом, с достаточной для практики точностью при вычислении интеграла (2.11) во всех случаях можно считать, что $r^0 = 0$. Тогда в формулу (2.12) вместо параметра Q будет входить параметр Q_0 , вычисляемый по формуле вида:

$$Q_0 = 2 \cdot \pi \int_0^1 P_z \cdot r \cdot dr. \quad (2.13)$$

Формула (2.12) для вычисления безразмерной глубины проникновения фильтра за стенку скважины при этом упростится:

$$\Delta = (1 + Q_0 / \pi \cdot u_0)^{0.5} - 1. \quad (2.14)$$

Зависимость величины Q_0 от значения параметра $b \cdot k \cdot T$ приведенная на рис. 2.11, характеризуется теми же особенностями, что и зависимости порогового давления за слоем кольматации и уровня кольматации, приведенные на рис. 2.4. Функция $Q_0(b \cdot k \cdot T)$ быстро убывает при значениях $b \cdot k \cdot T$, меньших примерно 20 безразмерных единиц, и медленно меняется в области больших

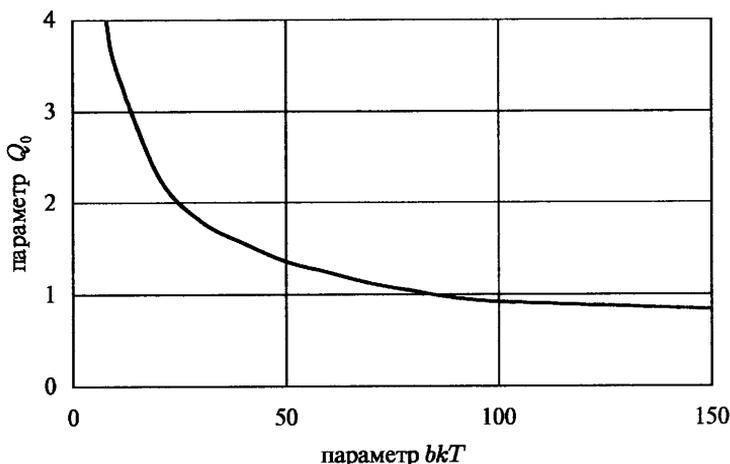


Рис. 2.11.

значений параметра $b \cdot k \cdot T$. Таким образом, все выводы относительно возможностей существенного изменения величины Q_0 , а, следовательно, и глубины Δ проникновения фильтрата в пласт с помощью регулирования режимно-технологических параметров бурения, аналогичны выводам, сделанным в разделе 2.2.2.

2.2.6. Особенности вытеснения пластового флюида из керна при опережающей фильтрации под долотом

Как следует из приведенного ранее рис. 2.9, существует два варианта проникновения фильтрата в породу перед забоем бурящейся скважины. Очевидно, что для бурения с отбором керна наиболее предпочтителен второй вариант (рис. 2.9б), при котором в центральной части забоя скважины не происходит проникновения фильтрата бурового раствора в породу и это способствует сохранению в кернах исходного пластового флюида, не вытесненного фильтратом раствора. В первом варианте (рис. 2.9а), когда вся порода перед забоем скважины промыта фильтратом, содержимое выбуриваемого керна будет существенно отличаться от его исходного содержимого.

Для более точного описания распределения фильтрационных потоков при бурении с керноотбором, были проведены численные расчеты при геометрии забоя, изображенной на рис. 2.12. Здесь учтено, что помимо забоя скважины Γ и стенок скважины Γ_1 в центральной части расчетной области существуют границы керна Γ_2 .

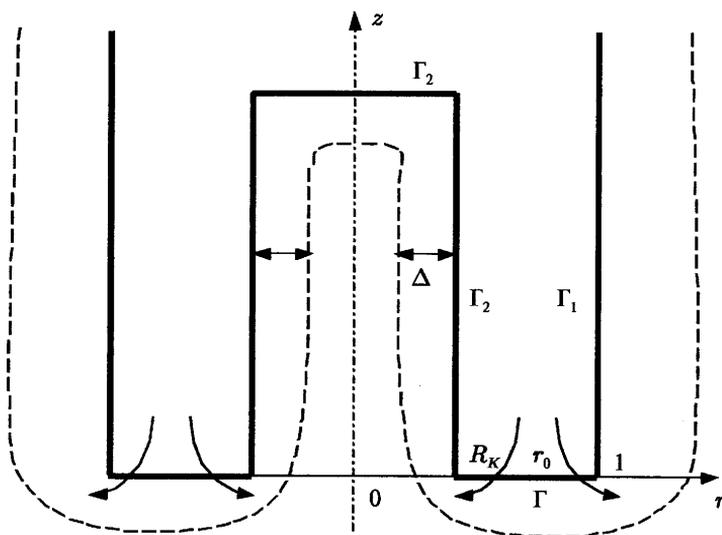


Рис. 2.12.

В расчетах, на стенках скважины и границах ядра, отличающихся высоким фильтрационным сопротивлением в сравнении с забоем скважины, ставились условия непроницаемости:

$$\Gamma_1, \Gamma_2: P_n = 0,$$

где n — нормаль к границам Γ_1 и Γ_2 . На поверхности забоя Γ при выполнении условия $R_x < r < 1$ сохранены прежние граничные условия (2.6), учитывающие процесс коагуляции забоя твердой фазой бурового раствора; через R_x здесь обозначен безразмерный радиус ядра. Уравнение Лапласа (2.4) и остальные граничные условия задачи имеют такой же вид, как и в разделе 2.2.1.

Основной интерес при описываемой постановке задачи представляет расчет величины Δ , характеризующей глубину проникновения фильтрата раствора внутрь ядра (рис. 2.12). Аналогично разделу 2.2.3, баланс потоков фильтрата приводит к следующему соотношению, определяющему величину Δ :

$$\Delta = R_x - (r_0^2 - Q_0/\pi \cdot u_0)^{0.5},$$

где через r_0 обозначена координата точки забоя, в которой обращается в ноль горизонтальная составляющая скорости фильтрационного потока, то есть, точка, разделяющая поток, направленный за стенку скважины, и поток, направленный внутрь ядра.

Расчет параметра Q_0 при этом ведется по формуле

$$Q_0 = 2 \cdot \pi \int_{R_x}^{r_0} P_z \cdot r \cdot dz .$$

Очевидно, что условием заполнения керна по всему диаметру фильтратом бурового раствора будет условие $\Delta = R_x$.

Результаты расчетов величин Δ , Q_0 , и r_0 для значений $R_x = 0.3$ и $R_x = 0.5$ представлены на рис. 2.13. Как следует из приведенных графиков, с ростом параметра $b \cdot k \cdot T$, соответствующего росту уровня кольматации забоя, глубина Δ проникновения фильтрата раствора внутрь керна, уменьшается. При этом полное перекрытие диаметра керна фильтратом раствора для кернов меньшего диаметра происходит при более высокой скорости движения забоя u_0 , хотя глубина проникновения Δ в значительном диапазоне изменения скорости u_0 остается меньше соответствующей глубины проникновения фильтрата в кернах большего диаметра. Этот факт объясняется тем, что при

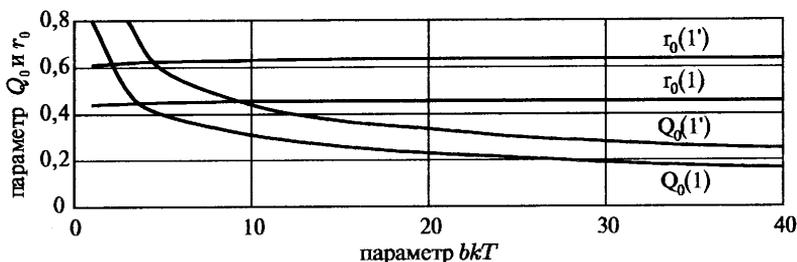
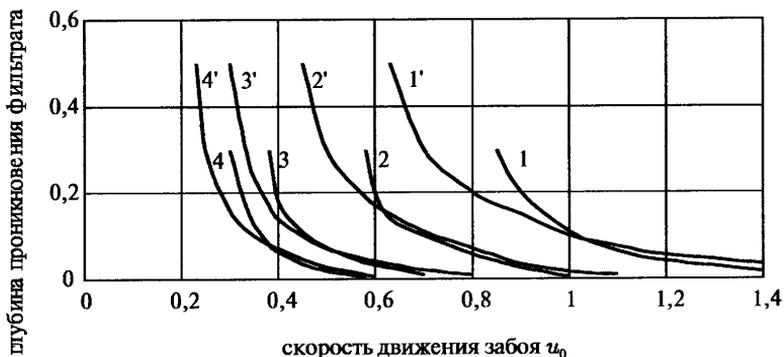


Рис. 2.13.

высоких значениях механической скорости бурения (скорости движения забоя u_0) в центральной части забоя (рис. 2.9б) отсутствуют потоки фильтрата в разбуриваемую породу и, соответственно, чем меньше диаметр выбуриваемого керна, тем в большей степени он защищен от проникновения в него фильтрата бурового раствора. Очевидно, что при низких скоростях бурения, чем больше диаметр керна, тем будут больше размеры его центральной части, свободной от фильтрата раствора.

Если принять, что значение $b \cdot k \cdot T \sim 2$ характеризует практически минимально возможный уровень кольматации забоя, то критическое значение скорости u_0 , равное 0.85 при $R_x = 0.3$, можно считать нижней оценкой, гарантирующей сохранность пластового флюида в кернах при бурении в любых условиях. В размерных переменных эта оценка принимает вид

$$u_0 > 0.85 \cdot P_0 \cdot k / \mu \cdot m \cdot R.$$

Подчеркнем, что представленные результаты носят, вообще говоря, качественный характер, поскольку получены в предположении однофазной фильтрации, при условии идентичности свойств вытесняющей и вытесняемой жидкости, без учета эффектов, обусловленных действием поверхностного натяжения на границе раздела различных фаз, могущих приводить к замещению одной жидкости другой даже при отсутствии дифференциального давления.

Тем не менее, представленные аналитические и графические зависимости, характеризующие качественные особенности формирования зоны проникновения фильтрата бурового раствора в разбуриваемую породу, могут быть использованы при оценке эффективности технологических решений, направленных на повышение качества вскрытия продуктивных пластов и отбора керна в разведочном бурении.

2.3. Пример расчета глубины проникновения фильтрата бурового раствора в продуктивный пласт

Обозначим через Q_1 , Q_2 и Q_3 объемы фильтрата, приходящиеся на единицу длины ствола скважины и обусловленные, соответственно, потоком фильтрата через поверхность забоя бурящейся скважины и потоками фильтрата через стенки скважины в статических и динамических условиях. Тогда глубина R_s проникновения фильтрата в продуктивный пласт будет определяться соотношением вида:

$$m \cdot \pi \cdot (R_s^2 - R^2) = Q_1 + Q_2 + Q_3,$$

в котором использованы те же обозначения, что и в предыдущих разделах этой главы.

Учитывая формулы (1.10)–(1.12), (1.15), (2.11), (2.13), определяющие величины Q_1 , Q_2 и Q_3 , получим для величины R_s следующее соотношение:

$$R_s = [(Q_0 \cdot k \cdot P_0 \cdot R / u_0 \cdot \mu + 2 \cdot \pi \cdot R \cdot c_2 \cdot \sqrt{P_0^{1-n} \cdot t} + 2 \cdot \pi \cdot R \cdot c_3 \cdot \gamma^{1-n} \cdot t_n) / m \cdot \pi]^{0.5}, \quad (2.15)$$

Здесь t — продолжительность процесса статической фильтрации, t_n — продолжительность бурения продуктивного интервала, то есть, процесса динамической фильтрации; c_2 и c_3 — константы соответствующей размерности, характеризующие процессы статической и динамической фильтрации и определяемые экспериментальным путем. Первое слагаемое в формуле (2.15) описывает поток фильтрата в продуктивный пласт за счет развития процесса опережающей фильтрации под долотом при бурении в соответствии с формулами (2.13), (2.14).

При выводе формулы (2.15) использовалось условие $P_0 \gg \sigma_1$, упрощающее выражение для потока фильтрата в статических условиях в формулах (1.10) — (1.12), а также принималось, что при достаточно высоких значениях дифференциального давления глинистая корка на стенке скважины уплотняется до некоторого предельного значения.

Для определения параметров c_2 и c_3 при проведении расчетов для конкретных условий вскрытия продуктивных пластов использовались стандартные лабораторные установки. Параметры кольматации, характеризующие взаимодействие пары буровой раствор — порода, определялись по методике, описанной в 1 главе с использованием данных, полученных на установке, разработанной во ВНИИБТ и описанной в этом же разделе.

В качестве конкретного примера расчета глубины проникновения фильтрата бурового раствора в продуктивные пласты по формуле (2.15) использовались данные результатов вскрытия продуктивных пластов при разбуривании Родниковой и Кечимовской площадей в Западной Сибири.

При бурении применялись растворы двух типов. Первый тип раствора, приготовленного с использованием дружковской глины, имел следующие характеристики: плотность раствора ρ равнялась 1.15 г/см^3 , напряжение сдвига τ_0 равнялось 6.7 Па , пластическая вязкость η_p была равна $23 \text{ мПа}\cdot\text{с}$, содержание реагента гипан составляло 0.1% , реагента КМЦ — 0.133% .

Раствор второго типа, для приготовления которого также использовалась дружковская глина, имел характеристики: $\rho = 1.15 \text{ г/см}^3$, $\tau_0 = 6.7 \text{ Па}$, $\eta_p = 16 \text{ мПа}\cdot\text{с}$, КМЦ — 0.133% , при этом реагент гипан в раствор не добавлялся.

Для экспериментального определения констант кольматации использовались керны пород, взятые из продуктивных интервалов двух скважин: порода первого типа — песчаник средне-мелкозернистый, $k = 0.08 \text{ мкм}^2$, $m = 0.18$, скважина Р-44 Кечимовской площади, глубина 2800 м ; порода второго типа — песчаник среднезернистый, $k = 0.18 \text{ мкм}^2$, $m = 0.14$, сква-

жина Р-33 Родниковой площади, глубина 2300 м. Экспериментальное определение фильтрационных констант проводилось при температуре 70°C, соответствующей глубинам залегания исследуемых пород.

Лабораторное определение фильтрационных констант привело к следующим выражениям для потоков фильтрата при статической и динамической фильтрации:

$$Q_2 = 2.3 \cdot 10^{-2} \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \sqrt{P_0^{0.38} \cdot t}, \quad Q_3 = 7.72 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \gamma^{0.38} \cdot t_d$$

для раствора первого типа и

$$Q_2 = 10^{-2} \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \sqrt{P_0^{0.26} \cdot t}, \quad Q_3 = 1.91 \cdot 10^{-5} \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \gamma^{0.26} \cdot t_d$$

для раствора второго типа.

Параметры кольматации, характеризующие интенсивность процессов опережающей фильтрации под долотом, для первого типа породы были следующими: 1 тип раствора — $b \cdot k \cdot T = 360$, 2 тип раствора — $b \cdot k \cdot T = 630$. Для второго типа породы параметр $b \cdot k \cdot T$ равнялся, соответственно, 160 и 450 безразмерным единицам.

Для условий низкооборотного (роторного) бурения трехшарошечными долотами пород 1 типа с применением буровых растворов 1 типа с параметрами бурения: $n = 100$ об/мин, $P_0 = 3$ МПа, $u_0 = 0.3$ см/с, $t_d = 7200$ с (2 часа), $R = 10$ см, $\mu = 0.4$ мПа·с формуле (2.15) соответствует кривая 1 на рис. 2.14а. Результатам расчетов с использованием бурового раствора 2 типа соответствует кривая 2 на этом же рисунке.

Кривые 3 и 4 на рис. 2.14а соответствуют условиям высокооборотного (турбинного) бурения: $n = 450$ об/мин, $P_0 = 4$ МПа, $u_0 = 0.3$ см/с, $t_d = 7200$ с (2 часа), $R = 10$ см, $\mu = 0.4$ мПа·с при использовании растворов 1 и 2 типов. Здесь же под номерами 5 и 6 пунктиром проведены кривые, построенные с учетом только одного процесса статической фильтрации.

На рис. 2.14б изображены аналогичные кривые, рассчитанные по формуле (2.15) для условий бурения пород 2 типа.

Отметим, что для рассматриваемых условий бурения потоки фильтрата в продуктивные пласты, обусловленные процессами динамической фильтрации, дают вклад в величину R_s порядка 10 %, то есть не являются существенными.

Как следует из анализа графиков, представленных на рис. 2.14, основной вклад в формирование зоны загрязнения пластов продуктами бурения в данном случае вносят процессы статической фильтрации и опережающей фильтрации под долотом. Согласно проведенным расчетам, статическая фильтрация становится доминирующим фактором при времени контакта раствора с породой, превышающим 10–15 суток, в то время, как

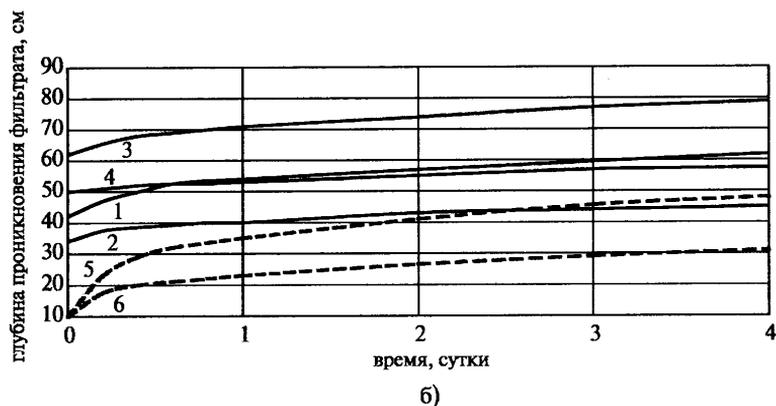
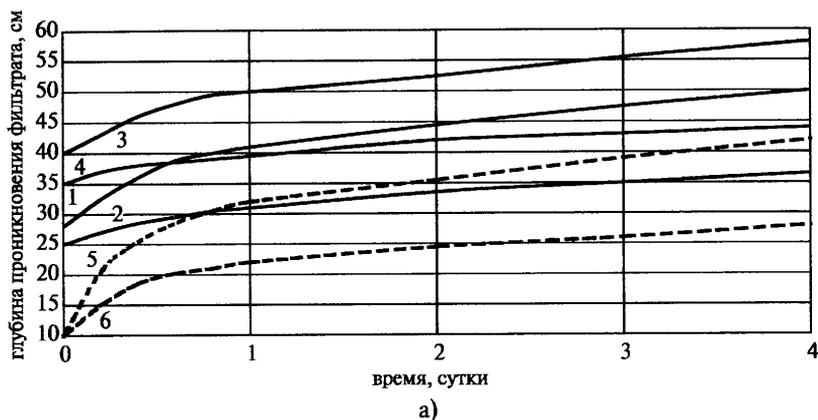


Рис. 2.14.

рассматриваемые реальные условия бурения характеризовались продолжительностью времени контакта породы с раствором в пределах 1–5 суток. В этом случае, как следует из приведенных на рис. 2.14 кривых, загрязнение пластов фильтратом бурового раствора за счет процессов опережающей фильтрации под долотом становится равноценным, если не главным фактором, определяющим качество вскрытия продуктивных пластов. Пренебрежение объемами фильтрата, проникшего в пласты через забой бурящейся скважины при времени простоя скважины после бурения, измеряемом 1–2 сутками, будет приводить более, чем в 2 раза заниженной оценке размеров зоны загрязнения продуктивных пластов.

Важно отметить, что влияние такого фактора, как скорость вращения породоразрушающего инструмента на качество вскрытия продуктивных пластов, может быть объяснено только с учетом процессов опережающей

фильтрации под долотом. Действительно, в обобщенный параметр кольматации $b \cdot k \cdot T$ через параметр T (время между двумя последовательными ударами зубца в данную точку забоя) входит скорость вращения долота — при большой скорости вращения долота (малом значении T) уровень кольматации забоя твердой фазой бурового раствора снижается, соответственно, возрастает потоки фильтрата, поступающие в пласт через поверхность забоя. На рис. 2.14 кривые 3 и 4, соответствующие высокооборотному бурению, находятся заметно выше кривых 1 и 2, соответствующих низкооборотному бурению, откуда можно сделать вывод, что с позиций сохранения коллекторских свойств продуктивных пластов в данных условиях предпочтительно применение роторного бурения. При вскрытии высокопроницаемых пластов, как это следует из данных рис. 2.14б, влияние процессов опережающей фильтрации под долотом на качество вскрытия продуктивных пластов еще более возрастает.

Данные промысловой статистики [71] подтверждают этот вывод и свидетельствуют о большей глубине загрязнения продуктивных пластов фильтратом раствора при турбинном бурении при сопоставлении с результатами роторного бурения.

При анализе влияния проницаемости пород на глубину проникновения фильтрата бурового раствора воспользуемся таблицей 1.1 из раздела 1, в которой приведен ряд значений параметра кольматации $b \cdot k$ в зависимости от проницаемости породы. Из формулы (2.15) следует, что первое слагаемое в этой формуле, описывающее поток фильтрата через поверхность забоя, с ростом проницаемости будет возрастать, но не монотонно. В области значений $k \sim 0.1-0.3 \text{ мкм}^2$ будет наблюдаться максимум, после которого поток фильтрата будет снижаться, по крайней мере, до значений $k \sim 0.9 \text{ мкм}^2$, ограничивающих сверху ряд исследованных образцов породы. При проведении оценок предполагалось, что механическая скорость бурения с ростом проницаемости породы также возрастает — от 0.15 см/с линейно до 0.75 см/с .

Установленный факт возможного существования максимума глубины проникновения фильтрата раствора в продуктивные пласты в указанной области значений проницаемости пород действительно наблюдается в практике бурения [23, 98], причем, в первой работе приведены промысловые данные по месторождениям Западной Сибири, а во второй работе — по месторождениям Западной Украины. Это служит некоторым подтверждением вывода, заключающегося в том, что исследуемые в данном разделе процессы опережающей фильтрации под долотом являются одним из существенных факторов, влияющих на качество вскрытия продуктивных пластов в различных горно-геологических условиях. Действительно, исходя из традиционных представлений о формировании зоны загрязнения продуктивного пласта фильтратом бурового раствора в процессе статической фильтрации после окончания бурения, трудно объяснить наличие максимума величины R_s , поскольку величина водоотдачи растворов практически не зависит от свойств

горной породы, а пористость породы при повышении ее проницаемости в среднем возрастает.

Как следует из анализа формулы (2.15), помимо частоты вращения долота поток фильтрата через поверхность забоя бурящейся скважины зависит и от других режимно-технологических параметров бурения. Кратного снижения величины R_d можно добиться снижением дифференциального давления, выбором оптимальной для данной породы рецептуры бурового раствора, а также увеличением механической скорости бурения. Так, например, если при вскрытии продуктивного пласта механическую скорость бурения увеличить в 2–3 раза, то, как следует из формулы (2.15), размер зоны загрязнения пласта снизится при этом примерно в 1.5 раза.

Заключая, можно сделать вывод, что описанная и численно исследованная в этой главе математическая модель, позволяющая прогнозировать глубину проникновения фильтрата бурового раствора в продуктивные пласты и отличающаяся от существующих расчетных схем учетом потоков фильтрата через забой бурящейся скважины, более полно отражает реальные забойные условия и может быть использована для определения режимно-технологических параметров бурения, оптимальных с позиций повышения качества вскрытия продуктивных пластов.

2.4. Особенности развития фильтрационных процессов на забое скважины при бурении низкопроницаемых пород

Изложенные выше результаты были получены в предположении, что выполняется условие $Pe = u_0 R / \chi \ll 1$, характерное для бурения проницаемых пород. Значение проницаемости породы, при котором это условие нарушается, то есть число Pe приближается к единице, при механической скорости бурения $u_0 \sim 0.1$ см/с находится в области величин $k \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ см², то есть, в области таких значений коэффициента k , при которых порода может считаться практически непроницаемой. При этом перепад давления, действующий на глубине разрушения породы, вообще говоря, совпадает с общим перепадом давления между скважиной и пластом и не зависит от изменения режимно-технологических параметров бурения, если, конечно, при этом не изменяется плотность бурового раствора.

Тем не менее, и в этом случае фильтрационные процессы, протекающие в зоне предразрушения породы, могут повлиять на условия разрушения и, главным образом, очистки забоя бурящейся скважины, и поэтому они представляют интерес для исследования. Кроме того, в переходной области значений k , где параметр Pe близок к единице, некоторые закономерности протекания фильтрационных процессов отличны от закономер-

ностей, характерных для бурения при условии $Re \ll 1$, что приводит к различным выводам относительно выбора оптимальных значений режимно-технологических параметров, минимизирующих угнетающее действие дифференциального давления.

Как следует из анализа закономерностей процесса кольматации пород твердой фазой бурового раствора, значение параметра кольматации b возрастает при переходе к породам, средний размер пор которых сопоставим с размерами частиц твердой фазы бурового раствора, что препятствует проникновению частиц в породу. Это значит, что при дальнейшем снижении проницаемости и соответствующем уменьшении размеров пор характер взаимодействия частиц твердой фазы с поверхностью горной породы не изменится и можно полагать, что параметр b при этом будет оставаться одним и тем же по величине. Таким образом, переход к породам с очень низкой проницаемостью соответствует, согласно соотношению (2.8), уменьшению безразмерного комплекса $b \cdot k \cdot T$, откуда следует, что перепад давления на разрушаемом слое породы должен снижаться, а величина Q_0 , определяющая интенсивность потоков фильтрата через поверхность забоя, должна приближаться к постоянному значению. При этом, согласно формуле (2.14), за счет роста безразмерной скорости движения забоя u_0 при снижении величины k уменьшается и глубина проникновения фильтрата Δ внутрь разрушаемой породы.

Если последнее заключение, характеризующее особенности перехода к непроницаемым породам, достаточно очевидно, то заключение о росте порового давления за слоем кольматации и соответствующем уменьшении перепада давления на забое, на первый взгляд, входит в противоречие со сделанным выше выводом о том, что в непроницаемых породах перепад давления на слое разрушения максимален и равен общему перепаду давления. Вместе с тем, это противоречие снимается, если учесть, что в уравнении пьезопроводности (2.4') в случае низкопроницаемых пород становится существенным слагаемое $u_0 \cdot R \cdot P_z / \chi$, за счет влияния которого и происходит рост градиента порового давления на забое скважины.

Действительно, в предельном варианте, когда выполняется условие $Re \gg 1$, из уравнения (2.4') следует, что распределение порового давления будет описываться одномерным уравнением вида

$$(u_0 \cdot R / \chi) \cdot P_z = P_{zz},$$

решением которого является экспонента с показателем степени, равным $u_0 \cdot R \cdot z / \chi$, откуда вытекает, что поровое давление за поверхностью разрушаемого забоя убывает до величины пластового давления на расстоянии порядка $\chi / u_0 \cdot R \ll 1$, которое стремится к нулю при $Re \rightarrow \infty$.

В отличие от выводов, сделанных на основе результатов исследования фильтрационных процессов при выполнении условия $Re \ll 1$, когда уве-

личение частоты вращения породоразрушающего инструмента приводит к снижению величины параметра $b \cdot k \cdot T$ и, следовательно, к уменьшению угнетающего действия дифференциального давления, в рассматриваемом случае, напротив, повышение скорости вращения долота и соответствующий рост скорости движения забоя u_0 приводит к увеличению градиента порового давления на забое и к увеличению перепада давления на слое разрушаемой породы. При значениях $Pe \geq 10$, когда характерный размер области убывания порового давления будет сравним или меньшим глубины разрушения породы, влияние скорости углубления забоя опять исчезает, так как на глубине внедрения зубца долота перепад давления приближается к максимально возможному и порода в этом случае может быть отнесена к категории полностью непроницаемых пород.

Анализ результатов численного решения уравнения (2.4'), справедливо в переходной области, когда выполняется условие $Pe \sim 1$, показывает, что с ростом скорости вращения породоразрушающего инструмента происходит уменьшение перепада давления на слое разрушения при росте числа Pe до значений $\sim 2-3$, затем тенденция изменяется на противоположную и начинают действовать закономерности, характерные для значений $Pe \gg 1$.

Таким образом, можно заключить, что результаты исследований фильтрационных процессов и сделанные на их основе выводы, представленные в предшествующих разделах этой главы, справедливы в области значений $Pe < 2-3$, в частности, увеличение частоты вращения долота при этом условии приводит к снижению угнетающего действия дифференциального давления. В переходной области $\sim 3 < Pe < 10$, напротив, увеличение скорости вращения породоразрушающего инструмента усиливает угнетающее действие перепада давления между скважиной и пластом, а в области значений $Pe > 10$ это действие максимально и не зависит от частоты вращения долота.

Влияние трещиноватости зоны предразрушения на протекание фильтрационных процессов в призабойной зоне скважины может быть оценено следующим образом. Пусть трещина, образовавшаяся в проницаемой горной породе при воздействии на нее зубца породоразрушающего инструмента, имеет ширину $2 \cdot l$, причем величина l практически оценивается значениями $\sim 1-10$ мкм. В силу малой величины отношения ширины трещины к ее длине L ($L \sim 0.5$ см), фильтрационное течение в окрестности трещины можно считать плоским и одномерным. Тогда время T_1 заполнения трещины потоком жидкости, поступающей через ее берега, легко определяется с помощью автоматического решения уравнения пьезопроводности в плоской постановке, описывающего фильтрационное течение при скачкообразном изменении граничных условий (раздел 1.4):

$$T_1 = \pi \cdot \chi \cdot (l \cdot \mu / 2 \cdot k \cdot P_0)^2, \quad (2.16)$$

где через P_0 обозначено поровое давление в горной породе вокруг образовавшейся трещины.

Время T_2 , необходимое для выравнивания давления в заполненной жидкостью трещине с поровым давлением в породе, определяется из решения следующей вспомогательной задачи: $P_t = \chi \cdot P_{xx}$; $t = 0$, $P = P_0$ при $x > 0$, $P = 0$ при $x = 0$; $t > 0$: $x = 0$, $P_t = \gamma \cdot P_x$, $\gamma = \chi \cdot m/l$.

При постановке этой задачи предполагается, что приращение давления в трещине за промежуток времени Δt пропорционально притоку жидкости через берега трещины:

$$\beta \cdot \Delta P = \Delta M/M_0 = u \cdot \Delta t/l = (k/\mu \cdot l) \cdot P_x \cdot \Delta t.$$

Решение поставленной задачи находится с помощью применения преобразования Лапласа и имеет вид:

$$P(x=0) = P_0 \cdot [1 - \exp(\gamma^2 \cdot t/\chi) \cdot \operatorname{erfc}(\gamma \cdot \sqrt{t/\chi})] \approx P_0 \cdot [1 - (\chi/\pi \cdot \gamma^2 \cdot t)^{0.5}].$$

Если за характерное время выравнивания давления в трещине с поровым давлением в окружающей ее породе принять время T_2 , в течение которого давление в трещине достигнет значения $0.9 \cdot P_0$, то для величины T_2 будет справедливо равенство

$$T_2 = 100 \cdot l^2 / \pi \cdot m^2 \cdot \chi.$$

Сопоставляя последнее выражение с формулой (2.16), можно заключить, что время T_2 значительно меньше времени заполнения трещины:

$$T_2/T_1 \approx 40 \cdot (\beta \cdot P_0)^2 \ll 1.$$

При $P_0 = 20$ МПа, $1/\beta \sim 2000$ МПа величина отношения T_2/T_1 будет равна 0.004, откуда следует, что основным фактором, определяющим время выравнивания давления в трещинах, образующихся при вдавливании зубцов долота в проницаемую породу, с поровым давлением в этой породе, является время заполнения трещин поровой жидкостью.

Как показывает анализ формулы (2.16), для пород с проницаемостью $k > 10^{-13}$ см² время заполнения трещин поровой жидкостью не превышает значений ~ 1 мкс, что на один-два порядка ниже характерного времени фильтрационных процессов при разрушении и очистке забоя бурящейся скважины. Учитывая, что размеры области предразрушения значительно меньше размеров области изменения давления в призабойной зоне и ее вклад в общее фильтрационное сопротивление незначителен, можно заключить, что для пород, относимых с рассматриваемых позиций к категории проницаемых, влияние процессов трещинообразования и фильтрации в зоне предразрушения на действие дифференциального давления несущественно.

В непроницаемых породах заполнение трещин фильтратом бурового раствора происходит через входные участки трещин. Описывая этот процесс одномерным уравнением квазистационарной фильтрации в плоской постановке и используя соотношение (2.1) для описания процесса кольматации входного участка трещины, несложно получить, что глубина заполнения трещины l фильтратом будет определяться формулой

$$l^2 = 2 \cdot k \cdot P_0 \cdot t / (b \cdot k \cdot m - 1) \cdot \mu \cdot m.$$

Аналогично вышеописанному можно показать, что после заполнения трещины фильтратом время выравнивания давления в ней с гидродинамическим давлением в скважине будет намного меньше времени ее заполнения.

Если для характеристики зоны предразрушения принять следующий ряд значений определяющих параметров — $k = 10^{-11} \text{ см}^2$, $b \cdot k = 1000$, $\mu = 1 \text{ мПа} \cdot \text{с}$, $l = 1 \text{ см}$, $m = 10^{-3} - 10^{-2}$, то для времени t заполнения трещины при $P_0 = 20 \text{ МПа}$ будет справедлива оценка $t \sim 0.005 - 0.1 \text{ с}$, откуда следует, что в этом случае скорость вращения долота при некоторых условиях, определяемых структурой зоны предразрушения породы, может оказывать влияние на степень заполнения трещины фильтратом бурового раствора. При этом снижение частоты вращения долота будет приводить к снижению угнетающего действия дифференциального давления.

Таким образом, на основании проведенного в данной главе анализа можно заключить, что при выработке рекомендаций по рациональному выбору режимно-технологических параметров бурения, обеспечивающих снижение отрицательного действия перепада давления на разрушение и очистку забоя бурящейся скважины, повышение качества вскрытия продуктивных пластов, должно учитываться влияние процесса опережающей фильтрации под долотом.

НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ГОРНОЙ ПОРОДЫ В ПРИЗАБОЙНЫХ ЗОНАХ СКВАЖИН

В приствольной зоне скважины, пробуренной в напряженном массиве горной породы, формируются области концентрации напряжений, что играет существенную роль, как в процессе строительства, так и в процессе эксплуатации скважины. Образование воронки депрессии (репрессии) при эксплуатации скважин также приводит к концентрации напряжений в породе с характерным размером области концентрации, определяемым эффективным радиусом воронки депрессии. Существенное влияние на процесс формирования сложного напряженно-деформированного состояния породы оказывает наличие кровли и подошвы продуктивного пласта, поскольку, с одной стороны, физико-механические свойства окружающих пород отличаются от свойств продуктивного пласта, и, с другой стороны, в них отсутствует движение флюида под действием градиента пластового давления [75, 76].

Знание закономерностей формирования и распределения напряжений в породе необходимо для прогнозирования и предотвращения потери устойчивости ствола бурящейся скважины, снижения интенсивности разрушения призабойной зоны добывающей скважины, для повышения эффективности процесса закачки в пласт вытесняющей жидкости, для решения проблем интерпретации индикаторных кривых и т. д. Проблема разрушения пород-коллекторов в призабойных зонах добывающих скважин становится особенно актуальной на поздней стадии разработки газовых месторождений на истощение, поскольку значительное снижение порового давления в пласте приводит к существенному росту сжимающих нагрузок в породе и к ее интенсивному разрушению.

Для анализа особенностей концентрации напряжений в приствольных зонах скважин традиционно [28, 29 и др.] используется точное аналитическое решение классической задачи теории упругости (задачи Ламе [77]), описывающее распределение напряжений в стенках круглой трубы под действием приложенной нагрузки на внутренней и внешней поверхности этой трубы. Частное решение этой задачи в случае, когда внешний радиус трубы устремляется к бесконечности, соответствует распределению напряжений вокруг ствола скважины под действием бокового горного давления, а точнее, разности ΔP между этим давлением и гидродинамическим давлением в стволе скважины. В горной механике это решение известно под названием формул Лехницкого С.Г., имеющих следующий вид:

$$\sigma_r = \Delta P \cdot \left[1 - \left(\frac{R}{r} \right)^2 \right], \quad \sigma_\theta = \Delta P \cdot \left[1 + \left(\frac{R}{r} \right)^2 \right], \quad (3.1)$$

где через σ_r и σ_θ обозначены радиальное и угловое (тангенциальное) напряжение в породе вокруг ствола скважины радиусом R в виде функции радиуса r , отсчитываемого от оси ствола. За нулевую точку отсчета напряжений здесь принята величина гидродинамического давления в стволе скважины.

Как следует из решения (3.1), на стенке скважины ($r = R$) угловые сжимающие напряжения σ_θ в два раза превышают величину ΔP , но, по мере удаления от ствола скважины, это избыточное напряжение убывает по закону $\sim 1/r^2$. Таким образом, при образовании круговой цилиндрической полости в напряженной упругой среде (чем и является скважина, пробуренная в массиве горной породы), вблизи этой полости формируется область концентрации сжимающих напряжений с характерным размером, сопоставимым с радиусом полости.

Важно отметить, что после спуска обсадных труб и цементирования скважины происходит фиксирование такого характера распределения упругих напряжений в приствольной зоне, поскольку, как показано, в частности, в работе [52], при затвердевании цементного камня значение радиального напряжения в камне становится равным значению давления пластовой жидкости, то есть, и радиальное напряжение в горной породе вблизи стенки скважины становится близким по величине к пластовому давлению.

В монографии [63] на основании анализа результатов исследований различных авторов приведена обобщающая зависимость между значениями вертикального и бокового горного давления в глубокозалегающих пластах, а точнее, зависимости между значениями соответствующих эффективных напряжений, то есть, напряжений за вычетом составляющей, равной пластовому давлению $P_{пл}$:

$$\sigma_r - P_{пл} = k \cdot (\sigma_z - P_{пл}). \quad (3.2)$$

Здесь через σ_z обозначено значение вертикального, а через σ_r — бокового горного давления. Значение коэффициента пропорциональности k зависит от глубины залегания пласта — при глубинах ~ 1 км, характерных, например, для крупнейших газовых месторождений в сеноманских отложениях Западной Сибири, значение этого коэффициента может быть оценено величиной, находящейся в диапазоне значений 0.5–0.6. Отметим, что согласно данным, приведенным в указанной работе, с ростом глубины залегания пластов значение коэффициента k также возрастает, и для глубин порядка 2.5–3 км соответствующий диапазон значений этого коэффициента равен ~ 0.7 –0.85.

Принимая для количественных оценок, что вертикальное горное давление в пласте, обусловлено, в основном, весом вышележащей толщи пород со средней плотностью, равной 2.3 г/см^3 , а пластовое давление равно гидростатическому, для глубины залегания пласта, равной ~ 1 км, в соответствии с решением задачи Ламе (3.1) получим, что избыточные угловые напряжения σ_θ в призабойных зонах пробуренных скважин и соответствующие им максимальные касательные напряжения, равные по величине разности $\sigma_r - \sigma_\theta$, достигают значений, равных приблизительно 6.5–8 МПа. С ростом глубины залегания пластов, в соответствии с формулой (3.2), концентрация избыточных напряжений в призабойных зонах скважин возрастает еще больше.

Кроме того, наличие неоднородности физико-механических свойств горных пород и, в частности, их слоистой неоднородности, приводит к увеличению концентрации этих напряжений в более жестких пропластках. Для количественной оценки роли этого фактора приведем некоторые данные численного анализа аналога задачи Ламе, то есть, задачи о распределении упругих напряжений вокруг цилиндрической полости, находящейся под действием внешнего обжимающего давления, при условии слоистой неоднородности упругой среды, то есть, слоистой неоднородности ее механических свойств. Система уравнений, описывающая состояние упругого равновесия горной породы в осесимметричной постановке (3.10), приведена в разделе 3.3 этой главы. Здесь отметим только, что на границах упругих сред с различными свойствами при расчетах ставились условия равенства смещений и напряжений этих сред. На стенке скважины ставилось условие отсутствия радиальных и касательных напряжений, на внешней границе, достаточно удаленной от ствола скважины, задавалось значение обжимающего радиального напряжения. Порода в данном случае считалась ненасыщенной, то есть функция $P(r)$ в уравнениях (3.10) принималась равной нулю.

Расчеты проводились при значениях коэффициента Пуассона ν , равных 0.2 и 0.3, что характерно для большинства горных пород, но поскольку результаты при этом принципиальным образом не отличались, на рис. 3.1 и 3.2 приводятся данные, соответствующие расчетам при значениях $\nu = 0.3$.

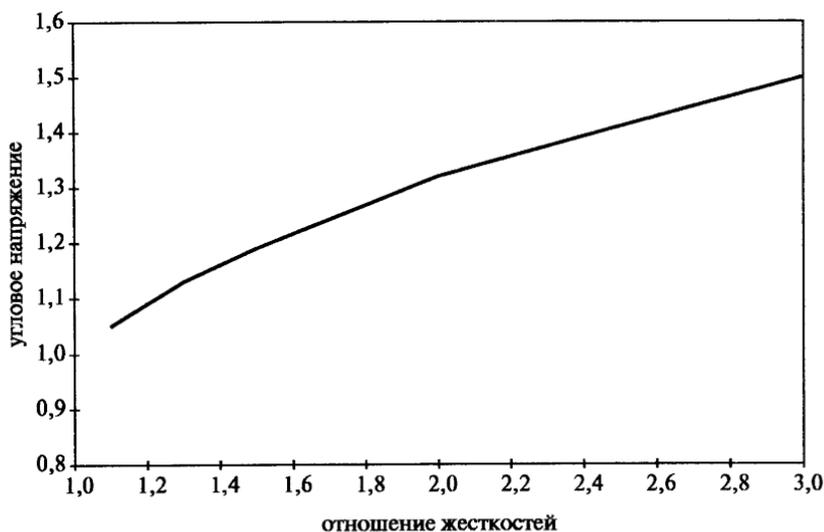


Рис. 3.1.

На рис. 3.1 представлена кривая максимальной избыточной угловой нагрузки в более жесткой среде вблизи границы раздела сред в зависимости от отношения жесткостей (модулей Юнга) сред. По оси ординат отложено угловое напряжение σ_θ , приведенное к значениям напряжения, соответствующим распределению напряжений при расчете той же задачи, но для случая однородной упругой среды. По оси абсцисс отложено отношение значений модулей Юнга в более жесткой и в более мягкой среде.

На рис. 3.2 приведена аналогичная кривая для случая, когда более жесткая среда окружена более мягкой, по оси абсцисс в этом случае отложено отношение толщины жесткого пропластка к радиусу ствола скважины. Отношение модулей Юнга жесткой и мягкой сред в данном случае принималось равным 1.5. Как следует из полученных результатов, уменьшение толщины жесткого пропластка до нуля приводит к росту избыточных угловых напряжений, воспринимаемых этим пропластком, до предельной величины, равной отношению жесткостей среды (1.5 в данном случае).

Представленные на рис. 3.1 и 3.2 результаты расчетов свидетельствуют о том, что в слоисто-неоднородной горной среде более жесткие слои выполняют роль армирующих элементов, то есть, принимают на себя большую часть развивающихся в породе напряжений. Это приводит к увеличению максимальных значений угловых напряжений в этих слоях и к соответствующему увеличению разрушающих сдвиговых напряжений, пропорциональных величине $\sigma_r - \sigma_\theta$.

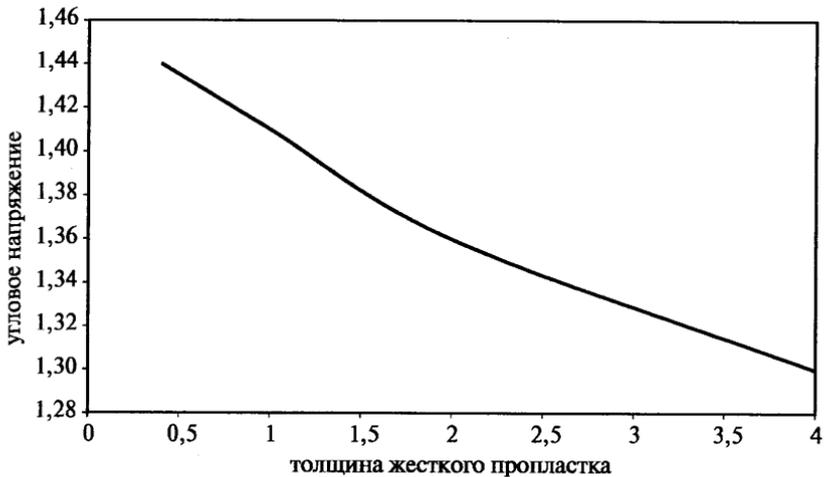


Рис. 3.2.

Если для качественных оценок принять, что типичная разница значений упругих модулей в слоисто-неоднородной горной среде может достигать полутора раз, то увеличение максимальных избыточных напряжений также будет определяться этой величиной. Таким образом, полученные выше оценки максимальных сдвиговых напряжений в пристволенной зоне пробуренной скважины на глубине в 1 км (~ 6.5–8 МПа) для большего соответствия реальным условиям должны быть увеличены еще, по меньшей мере, на несколько десятков процентов за счет концентрации этих напряжений, обусловленной неизбежной в естественных условиях слоистой неоднородностью физико-механических свойств горных пород.

Из проведенного анализа следует, что даже без учета концентрации напряжений в призабойной зоне скважины, вызванной изменением пластового давления при разработке месторождения, сам процесс строительства скважины в исходно напряженной упругой среде приводит к формированию областей значительных по величине избыточных напряжений в призабойной зоне этой скважины, влияющих на продуктивность (приемистость) скважины и активизирующих процессы разрушения породы-коллектора.

Вместе с тем, как будет показано в разделах 3.3–3.7 настоящей главы, изменение пластового давления в воронке депрессии (репрессии) вокруг скважины, а также снижение пластового давления в процессе разработки месторождения способствует еще большей концентрации напряжений в призабойной зоне скважины. Проведенный анализ особенностей распределения упругих напряжений в породе показал, что максимальная концентрация разрушающих напряжений происходит в областях, непосредственно примыкающих к кровле и подошве продуктивного пласта, а также, при

условии разрушения цементного камня, вблизи перфорационных каналов. При этом установлено, что интенсивность разрушения породы вокруг перфорационных каналов существенным образом зависит от их формы. В разделе 3.7 показано, что в условиях, характерных для эксплуатации скважин на подземных хранилищах газа (ПХГ), важным фактором, определяющим устойчивость призабойной зоны скважины, является форма верхней части этой зоны. Полученные результаты анализа закономерностей распределения избыточных напряжений в приствольных зонах действующих скважин могут быть использованы для определения возможных подходов к решению проблем повышения устойчивости пород-коллекторов при разработке нефтегазовых месторождений и эксплуатации ПХГ.

3.1. Оценка напряжений в горной породе при изменении гидродинамического давления в скважине

Существующие технологии разработки нефтегазовых месторождений неизбежным образом сопровождаются многократными изменениями гидродинамического давления в добывающих и нагнетательных скважинах. Эти изменения обусловлены как причинами производственного и технологического характера, приводящими к остановкам и запускам насосного оборудования, так и динамическими процессами, развивающимися в системе скважина-пласт и имеющими сложную физико-механическую природу. Как известно, механизмы усталостного разрушения приводят к значительному снижению пределов прочности твердых тел, в том числе, горных пород и цементного камня. Так, по данным работы [3] 6–7 актов нагружения образцов горных пород снижают значение их сдвиговой прочности на 35 % и более, в целом же предельная усталостная прочность может составлять 3–5 % ее исходной величины. Из сказанного следует, что многократные изменения гидродинамического давления, даже относительно небольшие по амплитуде, могут стать причиной разрушения цементной оболочки скважины с вытекающими отсюда негативными последствиями для процесса эксплуатации скважины.

Задачи расчета напряженно-деформированного состояния цементного камня при динамическом воздействии на него в нефтепромысловой механике исследовались (см., например, работы [28, 29, 67 и др.]), в данном же разделе акцент сделан на оценке предельных сдвиговых напряжений в цементном камне, что более адекватно условиям его разрушения при многократном или циклическом нагружении. Более того, учитывается различие свойств горной породы и цементной оболочки, что, как будет показано ниже, может существенно влиять на величину рассчитываемых напряжений.

Кроме того, отметим, что широкое распространение методов волнового воздействия на призабойную зону скважины и продуктивную залежь в целом (подробно проблемы волнового воздействия на пласты анализируются в 5 главе) также ставит задачу определения условий сохранения целостности цементного камня при действии скважинных источников импульсов давления. При использовании в качестве источников устройств, обеспечивающих прямое нагружение матрицы породы через обсадные трубы и цементный камень, решение указанной задачи требует специального рассмотрения каждого конкретного случая, поскольку распределение напряжений и их концентрация существенно зависят от конструкции устройств и способа передачи нагрузки. Если же волновая обработка пласта производится посредством возбуждения колебаний гидродинамического давления в стволе скважины, то в этом случае могут быть получены некоторые общие оценки, определяющие допустимый уровень нагружения цементного камня.

При решении указанных задач для определенности будем исходить из того, что горная порода, цементный камень и обсадные трубы представляют собой упругие тела, поведение которых подчиняется закону Гука с соответствующими модулями Юнга и коэффициентами Пуассона — E_r , σ_r , $E_{\text{ц}}$, $\sigma_{\text{ц}}$, $E_{\text{тр}}$, $\sigma_{\text{тр}}$. Кроме того, будем считать, что протяженность части ствола, подвергаемой волновому воздействию, значительно превышает величину, равную диаметру скважины, что позволяет использовать простые зависимости, описывающие одномерное распределение напряжений в пристволенной зоне скважины в виде функций одного параметра r — радиуса, отсчитываемого от оси ствола. Так называемые концевые эффекты, то есть особенности распределения напряжений вблизи кровли и подошвы пласта, требуют для своего исследования применения численных методов и подробно анализируются в разделах 3.3, 3.4.

Следующее упрощение постановки задачи о прочности цементной оболочки позволяет пренебречь динамическими эффектами и заключается в том, что в дальнейшем рассматриваются только длинноволновые возмущения давления, то есть такие возмущения, соответствующий характерный линейный размер которых также значительно превышает диаметр скважины. При скорости упругих волн в горной породе, измеряемой величинами порядка нескольких километров в секунду, в категорию длинноволновых могут быть отнесены колебания с частотой, достигающей нескольких килогерц, поскольку длина упругих волн в этом случае превысит несколько метров и это означает, что с позиций численного описания распределения напряжений в пристволенной зоне скважины такого рода воздействия будут являться квазистатическими. Исходя из общих соображений, можно предполагать, что при высокочастотном воздействии, выходящем по величине частоты за указанные пределы, в распределение напряжений дополнительный вклад будут вносить инерционные состав-

ляющие, то есть концентрация напряжений в сравнении с рассматриваемой постановкой повысится и полученные в настоящей работе числовые показатели будут в этом случае являться нижней оценкой развивающихся напряжений.

С учетом сделанных упрощений уравнения упругого равновесия сплошных сред вырождаются в одно соотношение вида

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} - P_r = 0, \quad (3.3)$$

где σ_r , σ_θ — радиальные и тангенциальные (угловые) напряжения. Наличие слагаемого P_r обусловлено тем, что согласно концепции эффективных напряжений, общепринятой при описании процессов деформирования насыщенных пористых тел ([7 и др.]), фактическое деформирование пористой горной среды происходит под действием разности полной нагрузки и порового давления $P(r)$. В рассматриваемой задаче слагаемое P_r присутствует в уравнении (3.3) в области $r > R_c$, соответствующей пористой горной среде, где через R_c обозначен радиус необсаженной скважины. В областях $R < r < R_r$, $R_r < r < R_c$, соответствующих таким непроницаемым средам, как металл и цементный камень, слагаемое P_r в уравнении (3.3) предполагается отсутствующим, то есть, равным нулю. Здесь через R и R_r обозначены внутренний и внешний радиусы обсадной трубы.

При введении функции $w(r)$ — смещения упругой среды, закон Гука в рассматриваемом случае сводится к соотношениям типа [77]:

$$\sigma_r = \lambda \left(\frac{dw}{dr} + \frac{w}{r} \right) + 2\mu \frac{dw}{dr}, \quad \sigma_\theta = \lambda \left(\frac{dw}{dr} + \frac{w}{r} \right) + 2\mu \frac{w}{r}, \quad \sigma_z = \lambda \left(\frac{dw}{dr} + \frac{w}{r} \right),$$

подстановка которых в уравнение (3.3) приводит к одному уравнению относительно функции $w(r)$. Здесь σ_z — вертикальная компонента упругих напряжений, λ и μ — параметры Ламе, связанные с модулем Юнга E и коэффициентом Пуассона ν соотношениями вида:

$$\lambda = \nu \cdot E / (1 + \nu)(1 - 2\nu), \quad \mu = E / 2(1 + \nu).$$

В качестве граничных условий принимаются следующие условия

$$\sigma_r(r = R) = -P_0(t), \quad w(r \rightarrow \infty) \rightarrow 0,$$

где через $P_0(t)$ обозначена функция, описывающая изменение амплитуды гидродинамического давления в скважине. Условиями сопряжения на границах раздела различных сред (металла, цементного камня и горной породы) принимаются обычные в механике сплошных сред условия непрерывности смещений и напряжений среды.

Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательное выражение для максимального касательного напряжения τ_{\max} развивающегося в цементном камне:

$$\begin{aligned} \tau_{\max} &= k \cdot P_o(t), \quad k = 2a \cdot (1 - \nu_{\text{тр}}) / (\alpha_{\tau}^2 - 1) / [1 + a \cdot b + (\alpha_{\tau} / \alpha_c)^2 \cdot c - \\ &\quad - (\alpha_{\tau} / \alpha_c)^2 \cdot a \cdot b \cdot c / (1 - \nu_{\text{ц}})] \\ a &= (E_{\text{л}} / E_{\text{тр}}) \cdot (1 + \nu_{\text{тр}}) / (1 + \nu_{\text{ц}}), \quad b = [\alpha_{\tau}^2 / (\alpha_{\tau}^2 - 1)] \cdot (1 - 2 \cdot \nu_{\text{тр}} + 1 / \alpha_{\tau}^2) \quad (3.4) \\ c &= 1 - (E_{\text{л}} / E_{\text{ц}}) \cdot (1 + \nu_{\text{ц}}) / (1 + \nu_{\text{г}}) / [1 / (1 - 2\nu_{\text{ц}}) + \\ &\quad + (E_{\text{л}} / E_{\text{ц}}) \cdot (1 + \nu_{\text{ц}}) / (1 + \nu_{\text{г}})], \quad \alpha_{\tau} = R_{\text{л}} / R, \quad \alpha_c = R_{\text{с}} / R. \end{aligned}$$

Очевидно, что при циклическом воздействии максимальное сдвиговое напряжение τ_{\max} , описываемое соотношениями (3.4), не должно превышать пределов усталостной прочности цементного камня, приблизительно оцениваемой величиной в 0.3–0.4 МПа, и это накладывает определенные ограничения на максимальную амплитуду колебаний гидродинамического давления в скважине.

Для большей наглядности результатов зависимость коэффициента пропорциональности k между максимальным касательным напряжением в цементном камне и амплитудой колебаний гидродинамического давления графически представлена на приводимых рисунках 3.3–3.4 в виде зависимости от β . Величина β определяется соотношением

$$\beta = (E_{\text{л}} / E_{\text{ц}}) \cdot (1 + \nu_{\text{ц}}) / (1 + \nu_{\text{г}})$$

и характеризует упругие свойства горной породы.

Как следует из приведенного соотношения, в случае, когда горная порода является средой более жесткой, чем цементный камень, величина β удовлетворяет неравенству $\beta > 1$, в противном случае справедливо отношение $\beta < 1$.

При построении графиков принимались обычные значения [67] для трубной стали $E_{\text{тр}} = 2.2 \cdot 10^5$ МПа и $\nu_{\text{тр}} = 0.3$, для цементного камня в заглубленном пространстве $E_{\text{ц}} = 1.7 \cdot 10^4$ МПа и $\nu_{\text{ц}} = 0.4$ (рис. 3.3) или $E_{\text{ц}} = 10^4$ МПа и $\nu_{\text{ц}} = 0.4$ (рис. 3.4). Для диаметра скважины принималось стандартное значение 215.9 мм, внешний диаметр обсадных труб в одних случаях принимался равным 168 мм (рис. 3.3а и 3.4а), в других — 146 мм (рис. 3.3б и 3.4б). Толщина стенки обсадной трубы в расчетах принималась равной 6, 7, 8, 9, 10, 11 и 12 мм.

Как следует из рис. 3.3 и 3.4, коэффициент k в мягких породах может достигать значения ~ 0.45 при малой толщине обсадной трубы. В этом случае, при усталостной прочности цементного камня ~ 0.4 МПа, амплитуда колебаний гидродинамического давления в стволе скважины должна быть ограничена величиной ~ 0.9 МПа. Как и можно было ожидать, увеличение толщины стенок обсадных труб существенно снижает напряжения в цемент-

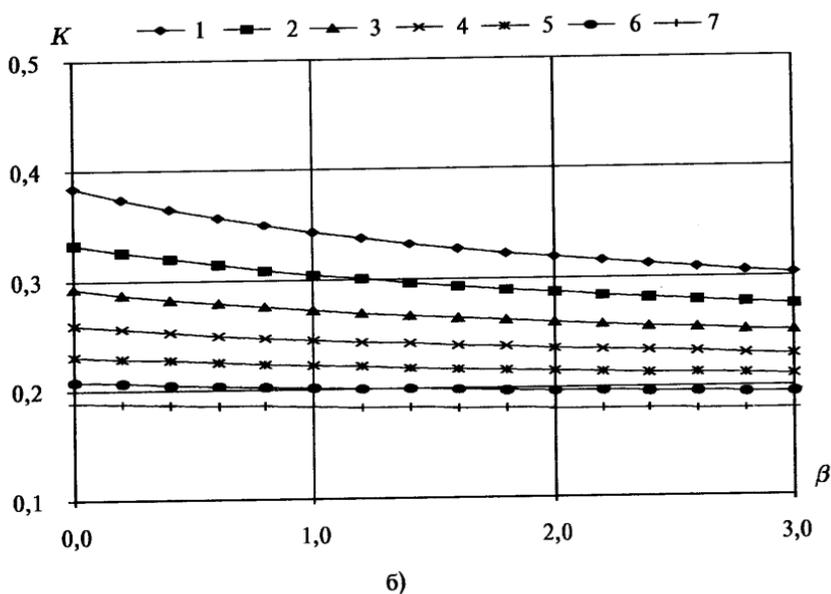
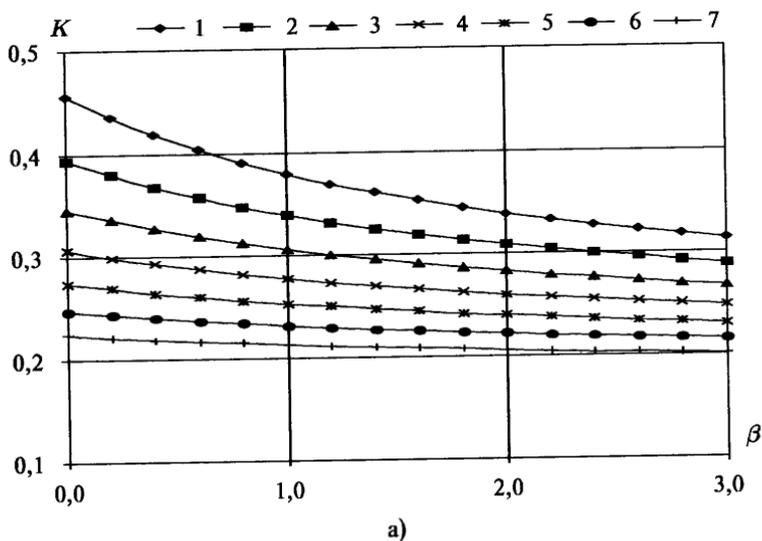
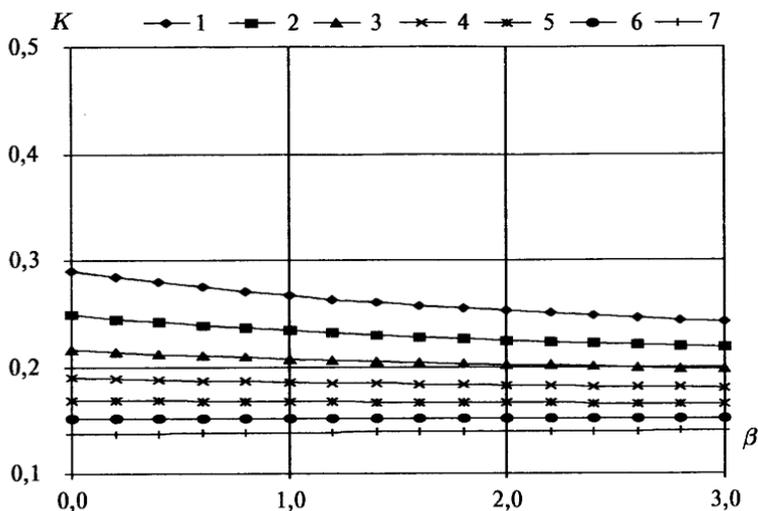
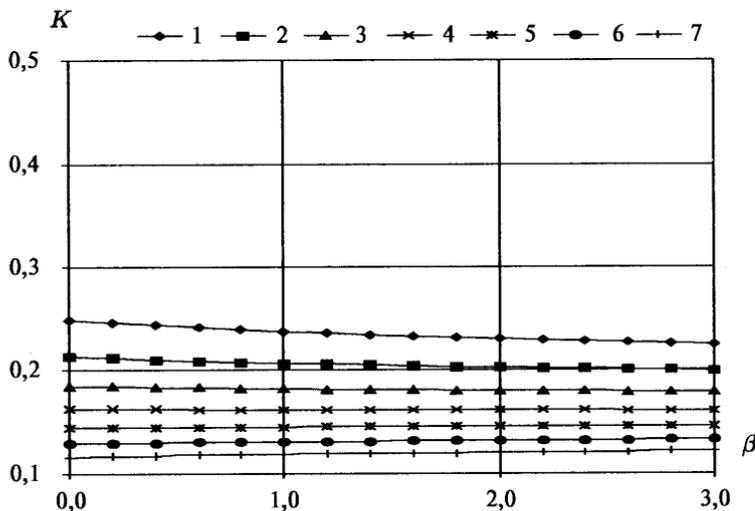


Рис. 3.3.

ном камне. Снижение жесткости цементного камня (рис. 3.4) также снижает напряжения в нем за счет большего нагружения окружающей горной породы, причем это снижение значительно и достигает 1.5–2 раз. Отсюда



а)



б)

Рис. 3.4.

следует, что целостность цементного камня определяется не только пределами его прочности, но и совокупностью упругих характеристик цементного камня и горной породы.

Если для значений предельной усталостной прочности цементного камня принять указанные выше величины в 0.3–0.4 МПа, то в большинстве случаев допустимым диапазоном колебаний гидродинамического давления будет диапазон 1–2 МПа, хотя, в некоторых случаях, как это следует из приведенных графиков, верхняя граница этого интервала может быть заметно повышена. Например, для обсадных труб с большой толщиной стенки (12 мм) при менее жесткой цементной оболочке (рис. 3.4), независимо от упругих свойств горной породы коэффициент k принимает значения 0.12–0.14, и это означает, что при прочности цементного камня в 0.4 МПа допустимая амплитуда колебаний гидродинамического давления будет достигать 3 МПа.

Отметим, что изменение коэффициента Пуассона ν для цементного камня, в отличие от его жесткости, слабо влияет на поведение исследуемых кривых.

3.2. О некоторых закономерностях распределения упругих напряжений и процессов трещинообразования в призабойной зоне нагнетательной скважины

Процесс нагнетания жидкости в продуктивные пласты наиболее эффективен при условии раскрытости трещин в призабойной зоне нагнетательной скважины, когда существенно увеличивается ее эффективный радиус. Раскрытие трещин происходит только при достаточно высоком давлении нагнетания, близком по величине к боковому горному давлению, что нередко превышает возможности имеющегося насосного оборудования. Для разработки методов воздействия на призабойную зону нагнетательной скважины, повышающих ее приемистость и снижающих величину эффективного давления нагнетания, необходимо исследование процессов, происходящих в этой зоне и, в частности, исследование особенностей напряженно-деформированного состояния горной породы, существенно влияющего на процессы трещинообразования.

Учет всех факторов, влияющих на распределение напряжений в призабойной зоне нагнетательной скважины, таких как слоистая неоднородность горного массива, взаимное влияние соседних пропластков, реология горной среды и т. д., возможен только при применении численных методов, но, вместе с тем, некоторые существенные особенности упругого деформирования насыщенных пористых сред могут быть исследованы при достаточно простой одномерной постановке задачи аналитическими методами. Это позволяет проанализировать, по крайней мере, на качественном

уровне некоторые закономерности трещинообразования в призабойной зоне нагнетательной скважины и возможностей активизирования этих процессов с помощью вибрационных или ударно-волновых методов воздействия на призабойную зону.

В одномерной постановке при цилиндрической симметрии, то есть, в случае, когда компоненты радиальных σ_r , тангенциальных σ_θ , и вертикальных напряжений σ_z и смещение среды w зависят только от радиальной координаты r , уравнение статического (квазистатического) равновесия насыщенной упругой среды будет иметь вид (3.3), где функцией $P(r)$ задается распределение порового давления. Отметим, что при описании процессов деформирования насыщенных пористых сред под компонентами напряжений подразумеваются компоненты эффективных напряжений, представляющих собой разность между полными напряжениями и поровым давлением.

В качестве внешнего граничного условия для функции $w(r)$ принимаются условие затухания смещения на бесконечности: $w(r \rightarrow \infty) = 0$ и условие на стенке скважины вида $\sigma_r(r = R) = -P_0$, величина порового давления в глубине продуктивного пласта при этом принимается за нулевую точку отсчета.

На границах раздела различных сред ставится условие непрерывности напряжений и смещений среды. Под различными упругими средами в призабойной зоне нагнетательной скважины будем считать обсадную трубу, цементную оболочку и непосредственно горную породу. В дальнейшем будем использовать результаты расчетов раздела 3.1, в котором при такой же постановке решалась задача определения сдвиговых напряжений в цементной оболочке. Как было показано в этом разделе, коэффициент пропорциональности k между величиной сдвиговых напряжений и значением гидродинамического давления P_0 в стволе скважины в большинстве случаев лежит в диапазоне значений 0.1–0.3 и зависит, главным образом, от толщины обсадной трубы. Анализ решения рассматриваемой задачи показывает, что величина радиальных напряжений σ_r в цементной оболочке на ее границе с горной породой отличается примерно на 10–15 % от значений максимальных касательных напряжений, что позволяет с достаточной для дальнейшего анализа точностью использовать рассчитанные и приведенные на рис. 3.3 и 3.4 значения коэффициента пропорциональности k и для определения величины радиального напряжения σ_r^* на границе цементной оболочки и горной породы:

$$\sigma_r^* \approx -kP_0.$$

Отрицательный знак в приведенном выражении объясняется тем, что в теории упругости положительными считаются растягивающие напряжения, а сжимающие напряжения считаются отрицательными.

Отметим, что из решения поставленной задачи следует, что величина σ_r^* на границе раздела цементного камня и горной породы зависит только от граничного значения P_0 , и не зависит от особенностей распределения функции $P(r)$ в пласте, что, на первый взгляд, противоречит результатам решения аналогичной задачи, приведенным в известной монографии [29]. В действительности же, если детально проанализировать приведенное в этой монографии выражение для σ_r^* , то можно убедиться, что и в этом решении все множители, зависящие от конкретного вида функции $P(r)$, взаимно сокращаются, то есть, на самом деле и в соответствии с этим решением величина σ_r^* на границе цементного камня и горной породы определяется только граничным значением P_0 . Заметим, что в указанной работе цементный камень и горная порода считаются идентичными средами и, строго говоря, под σ_r^* в этой работе принимается радиальное напряжение на границе между обсадной трубой и цементным камнем, но сути сделанных замечаний это обстоятельство не меняет.

Выражения для эффективных напряжений в насыщенной горной породе при условии $r \geq R^*$, где R^* — величина радиуса границы раздела цементной оболочке и горной породы, будут иметь вид:

$$\sigma_r = P(r) - 2 \mu \cdot w/r, \quad \sigma_\theta = \nu \cdot P(r)/(1 - \nu) + 2 \mu \cdot w/r,$$

$$w = \int_{R^*}^r r P(r) dr / r(\lambda + 2\mu) - \sigma_r^* \cdot (R^*)^2 / 2\mu g, \quad (3.5)$$

а при $r = R^*$ эти выражения приводятся к виду:

$$\sigma_r = P(R^*) + \sigma_r^*, \quad \sigma_\theta = \nu P(R^*) / (1 - \nu) - \sigma_r^*, \quad P(R^*) = P_0, \quad \sigma_r^* = -kP_0 < 0. \quad (3.6)$$

Для дальнейшего анализа необходимо подчеркнуть, что помимо напряжений, описываемых соотношениями (3.5), (3.6), горная порода находится под воздействием исходных сжимающих напряжений, обусловленных действием горного давления и, в частности, его боковой составляющей и результирующее напряжение в горной породе является суммой всех этих напряжений. Таким образом, для того, чтобы напряжения в призабойной зоне нагнетательной скважины стали растягивающими (положительными), что необходимо для развития процесса раскрытия трещин, абсолютные значения напряжений, описываемых соотношениями (3.5), (3.6), должны превысить значение бокового горного давления. (Подчеркнем, что величина порового давления в глубине пласта здесь принимается за нулевую точку отсчета).

С учетом того, что значения коэффициента k находятся в диапазоне 0.1–0.3, из анализа соотношений (3.6) следует вывод о том, что в большинстве случаев вблизи стенок нагнетательной скважины, в области, характерные размеры которой определяются несколькими радиусами сква-

жины, максимальными растягивающими напряжениями будут радиальные напряжения $\sigma_r \approx (1 - k) \cdot P_0 \approx (0.7 \div 0.8) \cdot P_0$, а не тангенциальные напряжения $\sigma_\theta \approx \nu \cdot P_0 / (1 - \nu) + k \cdot P_0$, которые будут меньшими по величине, за исключением случаев достаточно больших значений коэффициента Пуассона горной породы $\nu \sim 0.3-0.4$.

Отсюда можно заключить, что в ближней призабойной зоне обсаженной нагнетательной скважины при закачке жидкости преимущественно будут раскрываться вертикальные трещины, ориентированные по направлению касательных к стенкам скважины и, возможно, находящиеся на некотором расстоянии от ствола скважины, то есть, не пересекающие ее стенок. В случае необсаженных скважин, чему соответствует значение $k = 1$, эффективные тангенциальные напряжения вблизи стенок скважины всегда будут превышать эффективные радиальные напряжения, близкие в данном случае к нулю, то есть в этом случае при закачке жидкости будут преимущественно раскрываться вертикальные трещины, входящие в ствол скважины приблизительно в радиальном направлении.

При удалении от стенок скважины значения эффективных напряжений в соответствии с соотношениями (3.5) будут изменяться вместе с изменением функции $P(r)$. Если для качественных оценок принять, что функция $P(r)$ в призабойной зоне нагнетательной скважины изменяется медленно, то есть, если можно считать, что в некоторой окрестности ствола скважины выполняется соотношение $P(r) \approx P_0$, то из анализа формул (3.5) следует, что в этой окрестности при удалении от стенок скважины величины эффективных напряжений будут приближаться к некоторым предельным значениям:

$$\sigma_r \rightarrow P_0/2(1 - \nu), \quad \sigma_\theta \rightarrow P_0/2(1 - \nu), \quad (3.7)$$

которые могут быть меньшими, чем значения этих напряжений вблизи стенок скважины. Отсюда следует, что давление нагнетания, обеспечивающее раскрытие трещин вблизи стенок скважины, может быть недостаточным для превышения сил сжатия, обусловленных действием бокового горного давления при удалении от ее ствола. Таким образом, для обеспечения процесса раскрытия трещин в более удаленной от ствола скважины зоне и соответствующего увеличения эффективного радиуса скважины давление нагнетания должно быть увеличено до величин, определяемых соотношениями (3.7).

Отметим, что в промышленной практике действительно отмечается существование двух характерных значений давления нагнетания, после превышения которых процесс нагнетания значительно интенсифицируется [2, 25]. Этот эффект может объясняться приведенными выше результатами, согласно которым первое критическое давление нагнетания определяется соотношениями (3.6) и соответствует условиям развития процесса раскры-

тия трещин вблизи ствола скважины. Второе критическое значение давления нагнетания, определяемое соотношениями (3.7), соответствует необходимым условиям развития трещин в более удаленной от ствола зоне.

Процесс нагнетания жидкости в пласт может быть активизирован, если он сопровождается пульсациями давления нагнетаемой жидкости, причем, как отмечено в работах [13, 59 и др.], наиболее эффективны колебания давления с частотой в диапазоне первого десятка герц. С одной стороны эффект влияния пульсаций давления на приемистость скважины может быть объяснен тем, что периодическое смещение берегов трещин препятствует образованию перемычек из кольматирующих частиц. В этом случае для разрушения образующихся перемычек необходимо, чтобы амплитуда смещения берегов трещины была достаточно высокой, то есть длительность периода колебаний также должна быть большой, что и обуславливает высокую эффективность низкочастотных колебаний гидродинамического давления.

С другой стороны, из теории трещин известно [77], что нагрузка, прикладываемая к берегам трещины, приводит к ее росту, если площадь приложения нагрузки достаточно велика. Отсюда можно заключить, что действие колебаний гидродинамического давления на рост трещин будет возрастать с ростом длины волны, во всяком случае, можно ожидать, что если длина полуволны превышает размер трещины, то действие давления будет наиболее эффективным. Если принять, что характерная длина трещин составляет величину порядка одного десятка метров, то из рассмотрения процесса трещинообразования с этих позиций вытекает, что наиболее эффективные частоты пульсаций гидродинамического давления находятся в диапазоне первых десятков герц.

Еще более существенные ограничения на выбор диапазона оптимальных частот волнового воздействия на призабойную зону нагнетательной скважины вытекают из анализа особенностей процесса затухания амплитуды волны гидродинамического давления при ее распространении вдоль трещины. Для количественной оценки роли этого фактора необходимо сопоставить размеры пограничного слоя δ_n жидкости вблизи берегов трещины и величину раскрытия трещины δ . Для определения величины δ_n может быть использована формула вида [48]:

$$\delta_n \approx 5(\nu_0/\omega)^{0.5},$$

где ν_0 — кинематическая вязкость жидкости (для воды $\nu_0 \approx 0.01$ см²/сек), ω — частота распространяющихся колебаний. Анализ приведенной формулы позволяет заключить, что для частот в диапазоне первой сотни герц размер пограничного слоя будет составлять величину порядка нескольких десятых долей миллиметра, то есть величину, значительно превышающую наиболее характерную для продуктивных пластов ширину раскрытия тре-

щин. Отсюда следует, что для анализа особенностей процесса затухания гидродинамической волны при ее распространении вдоль трещины наиболее рационально использовать соотношения для сил трения, следующие из решения Пуазейля, описывающего движение вязкой жидкости вдоль плоской щели.

Опуская для краткости промежуточные выкладки, приведем окончательный вид уравнения, описывающего изменение амплитуды волны давления $P(x,t)$ при ее распространении вдоль плоской трещины шириной δ :

$$P_{tt} = c_0^2 \cdot P_{xx} - P_t/\tau, \quad \tau = \delta^2/12\nu_0, \quad (3.8)$$

где c_0 — скорость звука в жидкости. Отметим, что в уравнении (3.8) не учтены фильтрационные потоки жидкости сквозь берега трещины, которые, очевидно, усиливают процесс затухания амплитуды волны.

Решение линейного уравнения (3.8), соответствующее распространению гармонической затухающей волны с частотой ω_0 , может быть найдено в виде бегущей волны, в которой уменьшение амплитуды волны будет описываться множителем вида $\exp(-x/L)$, где L — характерный масштаб затухания волны, выражаемый соотношением:

$$L = c_0 \cdot \{2\tau \cdot [\tau + (\tau^2 + 1/\omega_0^2)^{0.5}]\}^{0.5}. \quad (3.9)$$

Как следует из формулы (3.9), при ширине трещины, равной 10 мкм и $c_0 = 1500$ м/сек, глубина затухания волны при частоте 100 герц ($\omega_0 = 200\pi \text{ с}^{-1} \approx 600 \text{ с}^{-1}$) составит величину ~ 8 см, при $\omega_0 = 20\pi \text{ с}^{-1} \sim 75$ см, при $\omega_0 = 2\pi \text{ с}^{-1} \sim 240$ см. При раскрытии трещины в 50 мкм глубина затухания составит соответствующий ряд величин — 130 см, 380 см и 12 м, при раскрытии трещины в 100 мкм соответствующий ряд значений L будет следующим — 300 см, 780 см и 24 м.

Проведенные расчеты свидетельствуют о том, что с учетом фактора затухания гидродинамической волны при ее распространении вдоль трещины для активного воздействия на трещины длиной около 10 м и с шириной раскрытия, находящейся в диапазоне нескольких десятков микрон, необходимо, чтобы частота колебаний гидродинамического давления находилась в пределах первого десятка герц, что вполне соответствует и данным промысловых экспериментов [13].

Вместе с тем необходимо отметить, что для трещин с большей величиной раскрытия, чем было принято для приведенных выше оценок, например, при ширине трещин, достигающих миллиметров и более, глубина затухания более высокочастотных колебаний гидродинамического давления также будет достаточна для эффективного воздействия на трещины. Кроме того, высокочастотные колебания будут эффективны в процессах очистки поверхности труб и перфорационных каналов от осевших на них частиц, когда существенным фактором будет являться величина градиен-

тов гидродинамического давления, возрастающая с частотой колебаний. Таким образом, сделанные выше выводы о более высокой эффективности низкочастотных колебаний при воздействии на призабойную зону нагнетательной скважины справедливы именно для тех процессов и условий, которые были рассмотрены выше и положительный эффект воздействия на призабойную зону может достигаться как при воздействии низкочастотными, так и высокочастотными пульсациями давления. При этом следует учитывать, что условия, необходимые для проявления положительных эффектов, будут различными.

Приведенные в данном разделе результаты могут быть использованы при разработке различных геолого-технических мероприятий, направленных на повышение эффективности процессов нагнетания жидкости в продуктивные пласты.

3.3. Двумерный анализ особенностей распределения упругих напряжений в приствольных зонах скважин

Как отмечалось выше, особенности распределения напряжений в массиве горных пород вблизи ствола скважины, образование зон концентрации напряжений существенным образом влияют на качество крепления скважины, состояние ее призабойной зоны и на эффективность процесса эксплуатации скважины. Традиционный анализ закономерностей распределения упругих напряжений, основанный на решении одномерных, то есть, зависящих только от радиальной координаты r , уравнений упругого равновесия породы, позволяет описать усредненную картину напряжений, не учитывающую особенностей, определяемых наличием кровли и подошвы продуктивного пласта, то есть, непроницаемых границ пласта, вне которых порода характеризуется другими физико-механическими свойствами и условиями нагружения.

Такой подход вполне правомерен для качественной оценки напряженно-деформированного состояния призабойной зоны скважины [29], но для анализа и решения проблем устойчивости призабойных зон, повышения продуктивности и приемистости скважин необходимо определение зон максимальной концентрации напряжений, которые, как будет показано ниже, образуются вблизи областей неоднородности свойств породы — кровли и подошвы продуктивного пласта, а также вблизи перфорационных каналов. Анализ закономерностей распределения напряжений в этих случаях требует использования более сложных, неодномерных уравнений упругого равновесия горной породы, решения которых, вообще говоря, могут быть получены только при использовании численных методов.

Зависимость напряжений от близости кровли и подошвы пласта важна и для понимания особенностей механизма закачки жидкостей в продуктивные пласты, поскольку наиболее рациональными режимами закачки являются те режимы, при которых происходит раскрытие трещин в призабойных зонах нагнетательных скважин, а этот процесс, очевидно, протекает различным образом в центральной части пласта и в тех его участках, которые примыкают к непроницаемым границам, то есть, к кровле и подошве пласта.

Как будет показано ниже, именно вблизи этих границ достигают максимума и касательные напряжения, действующие вдоль внешней поверхности обсадных труб и разрушающие связь цементного камня с поверхностью трубы, что необходимо учитывать при разработке технологий разобщения пластов и технологий закрепления призабойных зон.

На качественном уровне условия применимости одномерного приближения для анализа напряжений в пристволенной зоне скважины могут быть получены, исходя из следующих соображений. Как известно из теории упругости, одномерное приближение, применяемое, например, для описания распределения напряжений в стержнях, становится правомерным при достаточном удалении от концов стержня, где существенную роль играют условия закрепления, обуславливающие сложный неоднородный характер картины напряжений на концевых участках. Такую же роль концевые эффекты играют при течении жидкостей в каналах, когда течение приобретает одномерный характер при достаточном удалении от входного и выходного сечений. Характерные размеры зон влияния граничных участков в обоих указанных случаях измеряются одним-двумя диаметрами стержня или канала или, другими словами, неоднородные концевые эффекты существенны на масштабах, приблизительно равных характерному поперечному размеру области одномерного решения.

Применительно к анализу влияния размеров зоны влияния кровли и подошвы пласта на распределение упругих напряжений, вызываемых в нем изменением пластового давления вблизи скважины, за характерный поперечный размер предполагаемого одномерного решения, очевидно, следует принять размер области измененного пластового давления, то есть, характерный размер воронки репрессии (депрессии). Практически эта величина измеряется десятками и сотнями метров, откуда следует, что зоны влияния кровли и подошвы продуктивного пласта в действительности всегда перекрывают весь участок ствола скважины, находящийся между его непроницаемыми границами. Таким образом, приведенные здесь оценки качественного характера показывают, что, вообще говоря, при анализе закономерностей распределения упругих напряжений в призабойных зонах скважин, вызванных наличием воронок депрессии или репрессии, всегда необходимо учитывать влияние кровли и подошвы пласта.

Количественно анализ влияния описываемых факторов для ряда задач нефтегазовой механики был проведен численно с использованием метода

конечных элементов. Рассчитывалась следующая система уравнений равновесия упругой среды в осесимметричной постановке (выражения вида σ_{rr} или σ_{zz} далее обозначают дифференцирование соответствующей функции σ_r по координате r или z) с использованием концепции эффективных напряжений при описании процесса деформирования насыщенной пористой среды [7, 29, 88 и др.]:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} + \tau_{zzz} + (\sigma_r - \sigma_\theta)/r &= P_r(r), \quad \tau_{zzr} + \sigma_{zzz} + \tau_{rz}/r = 0 & (3.10) \\ \sigma_r &= \lambda \cdot I + 2 \cdot \mu \cdot u_{,r}, \quad \sigma_\theta = \lambda \cdot I + 2 \cdot \mu \cdot u/r, \quad \sigma_z = \lambda \cdot I + 2 \cdot \mu \cdot w_{,z}, \quad \tau_{rz} = \mu \cdot (u_{,z} + w_{,r}) \\ I &= u_{,r} + w_{,z} + u/r, \quad \lambda = E \cdot \nu / (1 + \nu) \cdot (1 - 2\nu), \quad \mu = E / 2 \cdot (1 + \nu). \end{aligned}$$

Здесь σ_r , σ_z , σ_θ , τ_{rz} — радиальные, вертикальные, угловые и касательные компоненты напряжений, r , z , ϕ — соответствующие координаты, λ , μ — параметры Ламе, E , ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона упругой среды, u и w — компоненты радиального и вертикального смещения среды. Функция $P(r)$ определяет распределение порового давления в воронке репрессии (депрессии) в продуктивном пласте, вне продуктивного пласта эта функция принимается равной нулю. На границах упругих сред с различными свойствами ставились условия равенства смещений и напряжений этих сред. На внешней границе, достаточно удаленной от ствола скважины, задавались нулевые значения напряжений, то есть, исходное напряженное состояние горной среды принималось за нулевой фон и в результате решения задач в такой постановке определяются дополнительные напряжения в породе, обусловленные изменением пластового давления вокруг ствола скважины.

На рис. 3.5а представлена картина действия гидродинамического давления ΔP в стволе скважины (1) и в продуктивном пласте (2), характерная для процессов закачки жидкости в пласт. На рис. 3.5б схематично представлено действие тангенциальных (угловых) напряжений σ_θ на стенке (1) необсаженной скважины, результаты расчета которых приводятся ниже, на рис. 3.5в представлена схема действия касательных напряжений на поверхности обсадной трубы вблизи кровли продуктивного пласта.

Численные расчеты распределения напряжений проводились при различных отношениях жесткостей (модулей Юнга E) продуктивного пласта и окружающих его пород, а также при различных толщинах пласта. Распределение $P(r)$ в продуктивном пласте принималось логарифмическим, убывающим до нулевого значения при $r \rightarrow 100$ м, радиус скважины принимался равным 0.1 м. На рис. 3.6 представлены расчетные кривые безразмерного (отнесенного к величине ΔP) напряжения σ_θ на стенке скважины в функции расстояния от средней линии продуктивного пласта ($z = 0$) до его кровли, расстояние до которой принималось равным 4, 2 и 1 метрам (соответственно, кривые 1–3, 4–6, 7–9). Представленные кривые соответствуют значению коэффициента Пуассона ν , равному 0.3 как для продуктивного пласта, так

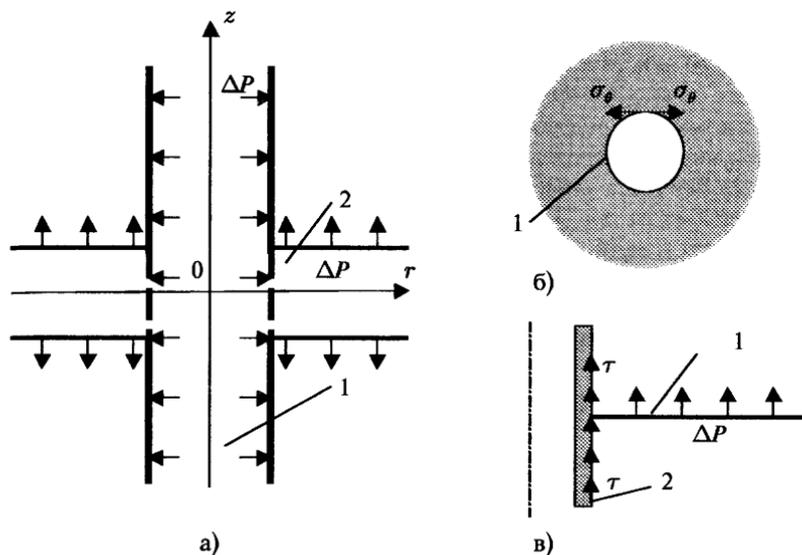


Рис. 3.5.

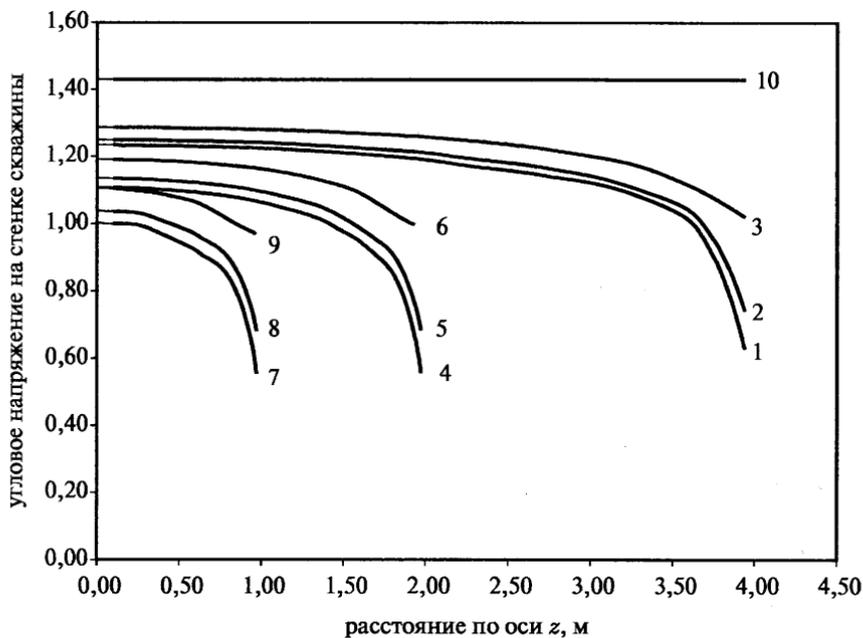


Рис. 3.6.

и для вмещающих пород. Отношение модулей Юнга вмещающих пород и продуктивного пласта принималось равным 6, 4 и 2, номера соответствующих кривых на рис. 3.6 при этом возрастают от 1 до 3, от 4 до 6 и от 7 до 9. На этом же рисунке под номером 10 приведена прямая $\sigma_0 = 1/(1 - \nu) \approx 1.43$, соответствующая распределению напряжений в одномерном приближении (раздел 3.2), без учета влияния кровли и подошвы пласта.

Как следует из рис. 3.6, это влияние существенно и растет с уменьшением толщины пласта, когда окружающие его породы принимают на себя возрастающую часть нагрузки. Как отмечалось в разделе 3.2, величина растягивающих угловых напряжений σ_0 на стенке скважины играет важную роль в развитии процесса раскрытия трещин в призабойной зоне нагнетательной скважины при закачке жидкости. Из результатов расчета напряжений в двумерной осесимметричной постановке, в частности, можно сделать вывод, что для раскрытия трещин в призабойной зоне скважины при нагнетании жидкости в маломощные пласты требуется больший перепад давления, чем при закачке жидкости в пласты, имеющие такие же физико-механические характеристики, но отличающиеся большей толщиной.

Общим и вполне прогнозируемым свойством всех представленных на рис. 3.6 кривых является значительное уменьшение величины σ_0 при приближении к кровле (подошве) пласта, что свидетельствует о том, что процесс раскрытия трещин при нагнетании жидкости наиболее активно развивается в центральной части пласта.

Отметим также, что представленные кривые (с обратным знаком) отражают и процессы негативного влияния на продуктивность добывающих скважин фактора дополнительного сжатия породы в их призабойных зонах, обусловленного снижением пластового давления в воронке депрессии. Для добывающих скважин можно сделать вывод о том, что маломощные пласты характеризуются меньшим угнетающим воздействием воронки депрессии на их продуктивность, поскольку существенную часть сжимающих напряжений в призабойных зонах добывающих скважин принимают на себя породы, окружающие продуктивный пласт.

Значительный интерес представляют результаты численного анализа особенностей распределения сдвиговых напряжений τ на внешней стенке обсадной трубы. На рис. 3.7 представлено характерное распределение безразмерной величины τ (отнесенной к значению перепада давления ΔP) вдоль ствола скважины, рассчитанное при мощности продуктивного пласта, равной 8 м, модуле Юнга и коэффициенте Пуассона обсадной трубы $E_{ст} = 2.2 \cdot 10^5$ МПа, $\nu_{ст} = 0.2$, продуктивного пласта и вмещающих пород, соответственно — $5 \cdot 10^3$ МПа и 10^4 МПа, $\nu = 0.3$. Внешний радиус обсадной трубы принимался равным 0.073 м, толщина стенки равнялась 8 мм.

Как следует из рис. 3.7, касательные напряжения τ концентрируются в узкой зоне вблизи кровли (подошвы) продуктивного пласта, причем их

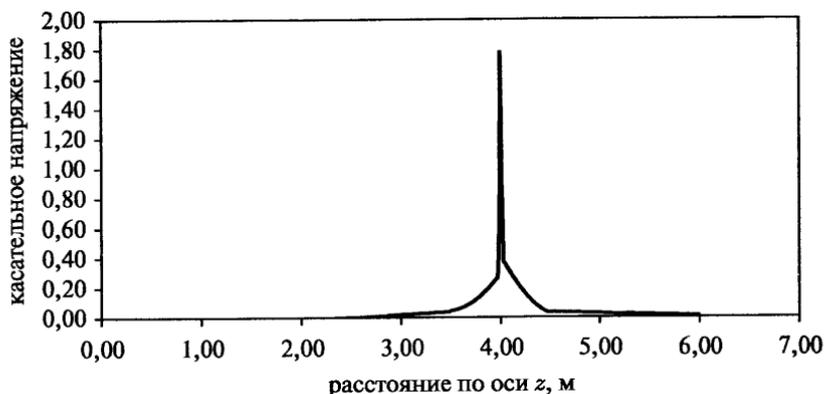


Рис. 3.7.

максимальное значение достигает существенной величины, сравнимой и даже превышающей величину перепада давления ΔP . Из расчетов следует, что максимальная величина τ может достигать значений, равных $\sim 2-3 \cdot \Delta P$, в зависимости от толщины обсадной трубы, отношения жесткостей вмещающих пород и продуктивного пласта, мощности пласта и т. д. Учитывая, что давление нагнетания жидкости в нагнетательных скважинах измеряется величинами $\sim 10-20$ МПа, можно заключить, что максимальные сдвиговые напряжения на внешней стенке обсадной трубы будут достигать нескольких сотен атмосфер, что превышает прочность на сдвиг как цементного камня, так и большинства горных пород. Отсюда следует вывод, что при эксплуатации нагнетательной скважины сцепление цементного камня с обсадной трубой на участках, примыкающих к кровле и подошве продуктивного пласта, практически всегда будет нарушено.

Перепад давления при эксплуатации добывающих скважин в несколько раз ниже, чем в нагнетательных, но если учесть, что нагрузки на призабойную зону носят циклический характер, обусловленный периодической остановкой скважин на замену оборудования, ремонт и т. д., что существенно снижает прочностные характеристики цементного камня, то сделанный выше вывод о разрушении его связи с обсадной трубой в зонах концентрации касательных напряжений будет, вообще говоря, справедливым и для добывающих скважин. Очевидно, что разрушение цементного камня при перфорации продуктивных интервалов будет приводить к еще большему увеличению максимальных напряжений в зонах их концентрации.

Аналогичным образом формируются зоны концентрации напряжений при разработке месторождений на истощение, что особенно характерно для газовых месторождений. В этом случае снижение пластового давления и соответствующее ему сжатие коллектора также будут приводить к раз-

виту разрушающих сдвиговых напряжений прежде всего в тех участках приствольных зон добывающих скважин, которые находятся вблизи кровли и подошвы продуктивного пласта. Аналогичные процессы происходят также при закачке и отборе газа при эксплуатации подземных хранилищ газа. Более подробный анализ особенностей распределения напряжений в призабойных зонах газодобывающих скважин будет представлен в разделе 3.6 этой главы.

При разрушении цементного камня в относительно небольших по размерам областях (характерную ширину зон концентрации напряжений вблизи кровли и подошвы пласта можно оценить величиной $\sim 0.5-1$ м) происходит последовательное перераспределение напряжений и смещение зон их концентрации на новые, еще неразрушенные, участки. Отсюда следует, что для предотвращения процесса разрушения цементного камня или, по крайней мере, снижения интенсивности этого процесса и повышения надежности крепления скважин необходимо снижать величину сдвиговых напряжений в зонах начальной концентрации путем их «размазывания», например, созданием в этих зонах каверн с их последующим цементированием. Снижения максимальных значений касательных напряжений можно достичь также увеличением поверхности контакта обсадных труб и цементного камня, что можно осуществить, например, с помощью специальных ребристых вставок в колонну труб или с помощью ребер, привариваемых к обсадным трубам на уровне кровли и подошвы продуктивного пласта. Роль таких вставок, увеличивающих площадь контакта труб с цементным камнем, могут выполнять обычные центраторы, устанавливаемые на уровне кровли и подошвы продуктивного пласта.

Из полученных результатов следует также вывод, что технологические операции, связанные с закачкой в призабойные зоны скважин, с целью предотвращения разрушения коллектора закрепляющих или связывающих породу составов, рационально производить локальным образом, подвергая обработке наиболее напряженные ограниченные участки породы вблизи кровли и подошвы пласта, что позволит в максимальной степени сохранить фильтрационно-емкостные свойства коллектора в призабойных зонах.

В заключение отметим, что описанные в данном разделе эффекты концентрации напряжений в призабойных зонах скважин, неравномерность распределения растягивающих (сжимающих) напряжений вдоль ствола скважины обусловлены влиянием кровли и подошвы пласта, то есть существенной неоднородностью картины распределения напряжений. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке и совершенствовании методов расчета процессов разрушения призабойных зон скважин, методов предотвращения осложнений, при разработке рациональных технологий крепления скважин и технологий закачки жидкости в продуктивные пласты.

3.4. Взаимовлияние нефтяных пластов при их совместной разработке

Практика объединения нескольких продуктивных пластов в один эксплуатационный объект и их совместная разработка, несмотря на определенные экономические преимущества, имеет и негативные последствия. Установлено (см., например, [2, 24, 25, 26 и др.]), что совместная разработка нефтяных пластов приводит к существенному снижению эффективности процесса закачки вытесняющей жидкости и ухудшению условий работы менее продуктивных пластов в разрезе.

Основной причиной этого явления традиционно считается возникновение сжимающих напряжений в окружающей породе, обусловленное ростом порового давления в воронке репрессии вокруг нагнетательной скважины, что и приводит к ухудшению фильтрационных характеристик близкорасположенных нефтяных пластов в зоне влияния репресссионной воронки. Качественные и количественные оценки роли указанного фактора основываются на результатах математического моделирования напряженно-деформированного состояния горной породы при упрощающем предположении, заключающемся в том, что продуктивный пласт может быть представлен в виде бесконечно-тонкой щели (разреза) с упругой реакцией ее берегов, определяемой модулем Юнга и мощностью пласта (рис. 3.8а) [25, 26]. Такой подход позволяет при решении задачи упругого равновесия горной породы использовать один из методов интегральных преобразований, приводящий к достаточно простым аналитическим выражениям для напряжений и, в частности, для вертикальной нагрузки, передаваемой через кровлю и подошву пласта окружающим горным породам и ухудшающей их фильтрационные свойства за счет дополнительного сжатия.

Признавая полезность использования описываемого метода, необходимо, вместе с тем, отметить, что этот метод не может применяться для анализа напряженно-деформированного состояния горной породы в окрестности нагнетательной скважины. Суть заключается в том, что при таком

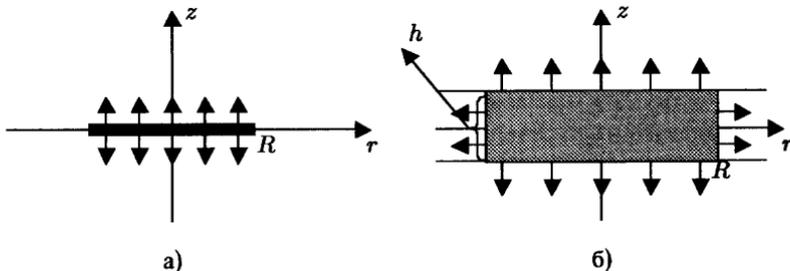


Рис. 3.8.

подходе не учитывается действие горизонтальных сил, развивающихся в продуктивном пласте при росте порового давления в воронке репрессии радиуса R и приводящих к появлению растягивающих радиальных и угловых напряжений вблизи ствола скважины в окружающих породах, в том числе и в соседних нефтяных пластах (рис. 3.86). При логарифмическом распределении порового давления вдоль радиуса r , эти силы будут непрерывно распределены по радиусу. Как будет показано ниже, интегрально величина этих радиальных сил в продуктивном пласте сопоставима и даже превышает интегральные вертикальные нагрузки, передаваемые в окружающие породы в зоне влияния воронки репрессии, что и обуславливает необходимость их учета при анализе особенностей распределения напряжений во вмещающей породе.

Будем считать, что характерный размер, радиус R , воронки репрессии (депрессии) значительно меньше глубины залегания продуктивного пласта H ($R \ll H$). При условии, что поровое давление постоянно внутри этой области ($r < R$, $P = P_0 = \text{const}$), а также при условии, что справедливо отношение $R/h \gg 1$, то есть толщина пласта h мала в сравнении с характерным размером области повышенного давления, из аналитического выражения для величины вертикального напряжения на кровле и подошве продуктивного пласта, приведенного в работах [25, 26], можно получить асимптотическое выражение для величины вертикального напряжения σ_z на кровле и подошве продуктивного пласта при $r = 0$:

$$\sigma_z \approx -P_0/4(1 - \nu_2^2)(R \cdot E_1/h \cdot E_2),$$

где E_1 , E_2 — модули Юнга соответственно пласта и вмещающей породы, ν_2 — коэффициент Пуассона вмещающей породы.

Как следует из приведенного выражения, при условии $R/h \gg 1$ величина вертикальных напряжений, передаваемых на кровлю и подошву пласта, будет величиной, малой в сравнении с величиной избыточного порового давления P_0 , поэтому интегральная вертикальная нагрузка по всей площади воронки репрессии, которую для качественных оценок можно приблизительно оценить выражением $\sim \sigma_z \cdot 2\pi R^2$, будет сопоставима и даже меньше, чем интегральная горизонтальная нагрузка по периметру этой воронки, приблизительно определяемая выражением $\sim P_0 \cdot 2\pi R h$.

Таким образом, анализ результатов работ [25, 26], полученных при упрощенной постановке задачи, показывает, что развивающиеся горизонтальные нагрузки интегрально сопоставимы с вертикальными нагрузками, действующими на горные породы вокруг воронки репрессии, что, в действительности, и доказывает необходимость их учета при постановке задачи исследования напряженно-деформированного состояния породы в пристволенной зоне нагнетательной скважины.

Особенности распределения упругих напряжений в пристволенной зоне скважины с учетом конечной толщины продуктивного пласта h (рис. 3.86),

без указанных выше упрощающих предположений, были исследованы на основе результатов численных расчетов двумерных осесимметричных (в переменных r, z) задач теории упругости, описывающих напряженно-деформированное состояние массива горных пород в приствольных зонах скважин. В силу линейности используемых уравнений результаты всех расчетов в относительных единицах могут быть отнесены как к нагнетательным, так и к добывающим скважинам, с учетом того, что в последнем случае величина P_0 должна считаться отрицательной.

Для численного решения задачи был использован метод конечных элементов. Решалась система уравнений равновесия упругой среды в осесимметричной постановке (3.10), приведенная в разделе 3.3. На границах упругих сред с различными свойствами ставились условия равенства смещений и напряжений этих сред. На внешней границе, достаточно удаленной от ствола скважины, задавались нулевые значения напряжений. Для упрощения анализа влияния изменения порового давления в воронке репрессии на напряженно-деформированное состояние вмещающей породы принималось условие на оси симметрии $g = 0$, заключающееся в отсутствии касательных напряжений и радиальных смещений на этой оси. Расчеты проводились при значениях коэффициентов Пуассона $\nu = \nu_1 = \nu_2 = 0.2$ и 0.3 .

Анализ результатов численного исследования особенностей распределения упругих напряжений в призабойной зоне нагнетательной скважины показал, что дополнительные напряжения, развивающиеся в окружающих породах вследствие изменения порового давления в воронке репрессии, в целом относительно невелики и находятся в пределах одного-двух десятков процентов от максимальной величины избыточного порового давления P_0 .

В таблице 3.1 приведены результаты расчетов вертикального напряжения σ_z/P_0 , а также горизонтальных — радиальных σ_r/P_0 и угловых σ_θ/P_0 напряжений в относительных единицах в окружающей породе вблизи кровли (подопвы) продуктивного пласта при $g \approx 0$. Расчеты проводились для указанной в таблице серии значений отношения модулей Юнга E_2/E_1 вмещающей породы и продуктивного пласта при значениях коэффициента Пуассона, равных 0.2 и 0.3 , при двух характерных значениях толщины пласта h , равных 3 и 6 метрам.

Для большего соответствия реальным условиям распределение порового давления $P(r)$ в воронке репрессии принималось следующим. В ближней к стволу скважины зоне $r < R^*$ поровое давление принималось постоянным, равным величине P_0 , при $r > R^*$ функция $P(r)$ убывала по логарифмическому закону до нулевого значения в точке $r = 200$ м. При значении $R^* = 0.3$ м такое распределение приблизительно описывает изменение порового давления в воронке репрессии с учетом наличия зоны перфорации (~ 0.3 м), при $R^* = 3$ м функция $P(r)$ соответствует случаю раскрытия трещин в призабойной зоне нагнетательной скважины при повышенных давлениях нагнетания жидкости, поскольку размеры области раскрытия трещин и, соответственно,

области повышенной проницаемости измеряются, примерно, несколькими метрами.

Как следует из приведенных в таблице данных, несмотря на сжимающее действие вертикальных напряжений, в близкорасположенных пластах в большинстве случаев происходит очень незначительное по величине объемное уплотнение (а иногда и расширение) породы, что обусловлено развитием растягивающих (положительных) радиальных и угловых напряжений, суммарная величина которых близка к величине сжимающего (отрицательного) вертикального напряжения. Более того, если учесть, что при закачке жидкости существенное значение имеет активизация процесса раскрытия в призабойной зоне скважины вертикальных трещин, то появление растягивающих напряжений в горизонтальной плоскости в близкорасположенных соседних пластах будет являться фактором, даже способствующим развитию этого процесса.

Отметим, что при упрощенной постановке задачи [25, 26] без учета горизонтальных растягивающих сил в продуктивном пласте (рис. 3.8а) все напряжения σ_r , σ_z , σ_θ в областях, соседних с продуктивным пластом (по крайней мере, в центральной зоне), являются сжимающими (отрицательными) величинами. Расчеты показывают, что значения напряжений σ_r , σ_θ в этом случае (при $g \approx 0$) будут составлять приблизительно 70 % величины σ_z , что означает всестороннее сжатие и уплотнение горной породы и соответствующее понижение ее проницаемости. Как следует из приведенных выше результатов численного анализа задачи в более точной постановке, эти выводы не соответствуют реальному характеру распределению упругих напряжений в горной породе. Отсюда можно заключить, что вывод о механизме угнетающего действия повышенного порового давления в воронке репрессии на процессы закачки жидкости в соседних пластах, следующий из анализа задачи в упрощенной постановке и объясняющий снижение проницаемости этих пластов действием дополнительных сжимающих напряжений, неправилен и не может служить объяснением действительно наблюдаемого на практике снижения эффективности закачки вытесняющей жидкости при совместной разработке нескольких продуктивных пластов.

Возможное объяснение описываемого явления, основанное на результатах проведенного численного анализа, может заключаться в следующем. Расчеты значений сдвиговых напряжений (раздел 3.3), действующих вдоль внешней поверхности обсадных труб при условии жесткой связи цементного камня (породы) с обсадной трубой, показывают, что их максимальная величина в этом случае может достигать значения максимального порового давления P_0 в воронке репрессии и даже превышать его, то есть достигать значений в 10 МПа и более, что близко к пределу сдвиговой прочности цементного камня. Перераспределение и концентрация сдвиговых напряжений вследствие локального разрушения цементного камня в зонах перфорации еще более увеличивает значения максимальных сдвиговых

напряжений. Как отмечалось в разделе 3.3, это позволяет предполагать, что в действующих нагнетательных скважинах в интервалах перфорации нарушается сцепление цементного камня с обсадными трубами и горная порода под действием вертикальных напряжений может смещаться вдоль труб. (В действительности, за счет последовательного перераспределения и соответствующей концентрации напряжений область разрушения связи цементного камня с обсадными трубами распространяется, вероятно, и на зоны вне этих интервалов). Численные оценки показывают, что при значениях давления закачки жидкости, находящихся в диапазоне 10–20 МПа и мощности продуктивного пласта, измеряемой несколькими метрами, величина этого смещения может достигать 1 см и более, что сопоставимо с диаметром перфорационных отверстий в обсадных трубах и диаметром перфорационных каналов в породе. Перекрытие, полное или частичное, этих каналов и отверстий при смещении породы вдоль обсадных труб будет приводить к увеличению гидравлических потерь при закачке жидкости в соседние пласты, то есть, к снижению их приемистости.

Анализ и оценка возможных дилатационных эффектов в пристволенной зоне нагнетательной скважины, обусловленных развитием сдвиговых напряжений при жесткой связи породы с обсадной трубой и способных привести к некоторому снижению проницаемости пористой горной породы в этой зоне, проведенные на основе данных работы [84], показывают, что в целом влияние этого фактора на снижение приемистости соседних пластов несущественно.

Таким образом, приведенные выше результаты численного анализа особенностей распределения упругих напряжений в окрестности ствола нагнетательной скважины позволяют сделать вывод о том, что негативное взаимовлияние нефтяных пластов при их совместной разработке обуславливается не дополнительным сжатием пористых горных пород, в действительности незначительных по величине, а, главным образом, возможным продольным смещением породы вдоль обсадных труб и вызванным этим смещением перекрыванием или сужением каналов, обеспечивающих гидродинамическую связь ствола скважины с коллекторами. Отметим, что величина смещения и, соответственно, негативные эффекты, обусловленные этим смещением, практически пропорционально увеличиваются с ростом суммарной мощности тех пластов, в которые производится закачка жидкости. В добывающих скважинах действие описываемого фактора также может проявляться, но в значительно меньшей степени, поскольку перепады давления в депрессионных воронках существенно ниже.

Практический вывод, который можно сделать на основании предложенного механизма, объясняющего негативное взаимовлияние пластов при их совместной разработке, заключается в том, что с учетом этого явления размеры перфорационных отверстий и каналов целесообразно увеличивать в продольном направлении хотя бы на 1 см, что снизит негатив-

ные эффекты от перекрытия каналов при возможном смещении породы. Такое увеличение продольных размеров перфорационных каналов и отверстий может быть достигнуто при применении целевой перфорации или, например, при сдвигании (максимальном сближении) зарядов при использовании стандартных перфораторов.

3.5. Влияние деформации породы в призабойных зонах скважин на вид индикаторных кривых

Сжатие породы под действием избыточных нагрузок, развивающихся в продуктивном пласте при снижении пластового давления, приводит к снижению проницаемости коллектора [29, 57, 90 и др.], что может существенно влиять на показатели разработки месторождения, интерпретацию индикаторных кривых, выбор оптимальных режимов эксплуатации скважин и т. д. Экспериментальные данные, получаемые на стендах высокого давления, позволяют построить зависимости проницаемости горных пород от сжимающих нагрузок в виде монотонно-убывающих функций и эти зависимости при разных вариантах их аппроксимации элементарными функциями используются в расчетных методиках и компьютерных алгоритмах различного рода.

Вместе с тем, необходимо отметить, что вопрос соответствия процессов деформирования образцов породы в лабораторных условиях условиям и особенностям их реального деформирования в продуктивных пластах требует специального анализа. Дело в том, что при изменении пластового давления в продуктивных пластах деформирование пород происходит неоднородным образом и процессы деформирования породы в призабойных зонах скважин существенно отличаются от этих процессов в глубине пласта.

Действительно, если напряженно-деформированное состояние пласта вдали от скважин определяется, в основном, процессом одномерного сжатия породы под действием вертикальной нагрузки, то в призабойной зоне скважины, то есть, в зоне действия воронки депрессии (репрессии), происходит сложное неоднородное деформирование породы, зависящее от множества факторов — особенностей распределения давления в воронке депрессии, соотношения упругих свойств пласта и окружающих его пород, мощности пласта и т. д. Более того, если при одномерном вертикальном деформировании породы, характерном для удаленных зон пласта, можно установить взаимно-однозначное соответствие между величиной изменения пластового давления ΔP в данной точке пласта и величиной развивающихся при этом сжимающих эффективных напряжений в этой точке, то в призабойной зоне скважины эта зависимость имеет более сложный интегральный характер.

Это обусловлено тем, что в соответствии с уравнениями равновесия насыщенной пористой среды напряженно-деформированное состояние породы в данной точке, вообще говоря, зависит не только от изменения порового давления в этой точке породы, но и от особенностей распределения порового давления по всей воронке депрессии, то есть, от всей функции $\Delta P(r)$, где r — радиус, отсчитываемый от стола скважины.

В условиях, когда функция $\Delta P(r)$ является слабоизменяющейся, то есть, в условиях, когда значение порового давления приблизительно постоянно на большой площади пласта, что характерно для удаленных от скважины участков продуктивного пласта, сложная интегральная зависимость напряженно-деформированного состояния породы от функции ΔP вырождается в достаточно простую взаимно-однозначную зависимость, что и позволяет в этом случае адекватным образом моделировать процессы деформирования породы на экспериментальных стендах и определять связанное с ними изменение проницаемости породы в виде функции $k(\Delta P)$.

В призабойной зоне скважины, в условиях резкого изменения функции $\Delta P(r)$, такой подход становится неправомерным, поскольку напряженно-деформированное состояние породы приобретает неоднородный (осесимметричный) характер, характеризующийся, как было отмечено выше, зависимостью от целого ряда определяющих параметров, обусловленных наличием существенного градиента порового давления и влиянием кровли и подошвы продуктивного пласта.

Таким образом, реакция породы на изменение пластового давления на одну и ту же величину ΔP , выражающаяся в изменении ее проницаемости k , будет различной в призабойной зоне скважины и в удаленных участках пласта, что необходимо учитывать при практическом использовании экспериментальных зависимостей вида $k(\Delta P)$, получаемых в лабораторных условиях.

Необходимо отметить также, что в экспериментальных установках высокого давления (см., например, [90]), в которых образец насыщенной горной породы подвергается воздействию постоянной вертикальной нагрузки и на боковой поверхности образца с помощью облегающей резиновой манжеты также поддерживается постоянное боковое давление, при изменении величины порового давления в образце реализуются условия однородного всестороннего сжатия этого образца под действием равных вертикальных и боковых избыточных эффективных напряжений. В действительности условиям вертикального нагружения породы в глубине продуктивного пласта в большей степени соответствуют условия отсутствия бокового горизонтального смещения породы, что обусловлено сопротивлением горизонтальному смещению массива породы, находящегося над пластом и под ним. В рамках концепции упругого деформирования насыщенной пористой среды при отсутствии бокового смещения или, иными словами, при наличии жестких боковых стенок, боковые эффективные напряжения будут равняться лишь

некоторой части вертикального эффективного напряжения, которая может быть оценена величиной $\sim \nu/(1 - \nu) \approx 0.2 - 0.6$, где ν — значение коэффициента Пуассона породы.

Отсюда следует, что даже при описании одномерных процессов сжатия породы в удаленных зонах пласта необходимо учитывать, что данные, полученные на экспериментальных стендах при однородном сжатии образцов горной породы, не в полной мере соответствуют реальным условиям деформирования породы и их следует каким-то образом пересчитывать. Еще более сложной проблемой является проблема использования указанных экспериментальных данных при моделировании процессов деформирования породы в призабойной зоне скважины и вызванного этим процессами изменения проницаемости породы.

К решению этой проблемы представляется рациональным подойти с следующих позиций. Изменение проницаемости породы при сжатии обусловлено уменьшением ее порового объема, а поскольку в рамках концепции упругого деформирования пористой среды изменение ее элементарного объема пропорционально сумме главных эффективных напряжений, действующих в данной точке среды, то и проницаемость породы должна быть функцией суммы главных напряжений (или, в терминологию, принятой в теории упругости, функцией первого инварианта тензора напряжений). Таким образом, в соответствии с таким подходом исходной экспериментальной зависимостью должна являться зависимость проницаемости образца породы не от порового давления, а от суммы главных напряжений, развивающихся в образце при изменении порового давления, и такую зависимость можно принимать единой как для процесса деформирования породы в призабойной зоне скважины, так и для процессов, развивающихся в глубине пласта. Пересчет экспериментальных зависимостей $k(\Delta P)$ на зависимости вида $k(\sum \sigma_i)$, где через $\sum \sigma_i$ обозначена сумма главных напряжений в образце породы, должен производиться с учетом граничных условий, реализуемых в данной установке высокого давления.

Расчет напряженно-деформированного состояния горной породы в призабойной зоне скважины, обусловленного действием воронки депрессии, возможен, вообще говоря, только с помощью численных методов. При этом уравнения упругого равновесия насыщенной пористой среды при осесимметричной постановке в рамках концепции эффективных напряжений имеют вид (3.10).

В общем случае функция $P(r)$, входящая в уравнения (3.10), должна определяться в виде решения отдельного уравнения, описывающего фильтрационное течение в призабойной зоне скважины, но для анализа наиболее существенных особенностей распределения напряжений эту функцию достаточно принимать известной задаваемой функцией. Всюду в дальнейшем под значениями напряжений понимаются дополнительные напряжения в породе, обусловленные действием порового давления $P(r)$ в

воронке депрессии, то есть за нулевой фон принимается исходное напряженно-деформированное состояние горной породы.

Наряду с точным численным исследованием особенностей распределения напряжений в призабойной зоне скважины, описываемых системой уравнений (3.10), для решения отмеченных выше оптимизационных задач, задач интерпретации индикаторных кривых целесообразно получить некоторые приближенные аналитические зависимости, отражающие особенности напряженно-деформированного состояния призабойной зоны.

С этой целью, на основании анализа свойств точных одномерных решений системы уравнений (3.10) (см. формулы (3.5) раздела 3.2) и анализа некоторых результатов численного исследования этой системы в осесимметричной постановке (разделы 3.2, 3.3) будем предполагать, что приближенно напряженное состояние породы может быть представлено в виде суммы напряжений, развивающихся в горизонтальной плоскости и описываемых уравнениями (3.10) в одномерном варианте в виде функции радиуса r , и дополнительных напряжений, обусловленных действием вертикальной нагрузки на пласт со стороны его кровли и подошвы.

Одномерное решение $\sigma_r(r)$, $\sigma_\varphi(r)$ (3.5) достаточно сложным образом, в виде интегральных зависимостей, выражается через функцию $P(r)$, но, как следует из формул (3.5), сумма напряжений $\sigma_r + \sigma_\varphi$ в каждой точке породы при этом выражается точным соотношением вида

$$\sigma_r + \sigma_\varphi = P(r)/(1 - \nu). \quad (3.11)$$

Анализ численных решений системы уравнений (3.10), представленных в разделах 3.2, 3.3, показывает, что картина вертикального смещения кровли и подошвы пласта в зоне действия воронки депрессии схематично имеет вид, изображенный на рис. 3.9. На этом рисунке пунктирными линиями изображено положение границ кровли и подошвы пласта, обусловленное понижением давления $P(r)$ в воронке депрессии с характерным радиусом R . Важно отметить, что вертикальное смещение $w(r)$ в центральной части воронки депрессии не повторяет конфигурацию функции давления $P(r)$ с резким изменением ее градиента, а соответствует закономерностям провисания упругих сред с плавным изменением величины прогиба и, соответственно, с плавным изменением эффективного вертикального напряжения σ_z в пласте. Это позволяет для приближенного описания функции σ_z использовать наиболее простую квадратичную зависимость вида:

$$\sigma_z(r) \approx \alpha_0 \cdot \Delta P \cdot [1 - (r/R)^2], \quad (3.12)$$

где через $\Delta P < 0$ обозначен перепад давления в центральной части воронки депрессии.

Как следует из анализа численных расчетов, представленных в разделах 3.2 и 3.3, величина коэффициента α_0 в формуле (3.12) зависит от целого

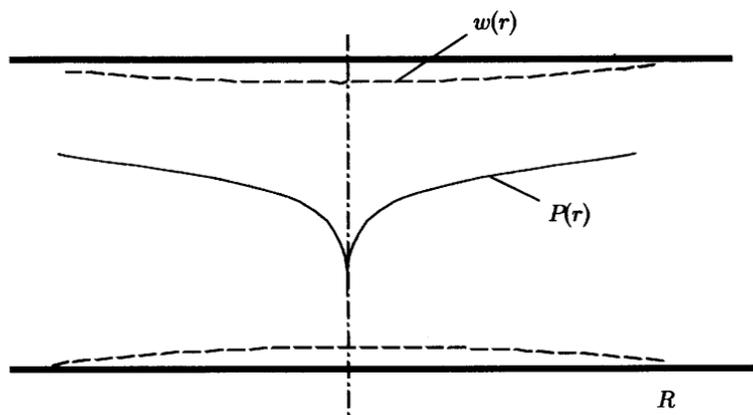


Рис. 3.9.

ряда определяющих параметров и, в принципе, может изменяться в интервале значений от 0 до 1, при этом практически наиболее вероятным можно считать интервал значений ($\sim 0.5-1$). В целом можно заключить, что вклад вертикального сжатия продуктивного пласта в воронке депрессии в сумму главных напряжений $\Sigma\sigma$; наиболее существенен при высокой сжимаемости пород (главным образом, пород, окружающих продуктивный пласт) и относительно небольшой мощности продуктивного пласта. В случае, когда жесткость (модуль Юнга) продуктивного пласта примерно равна или превышает жесткость окружающих пород, а мощность пласта составляет величину в несколько метров, параметр α_0 близок по величине к единице, при высокой жесткости пород в кровле и подошве пласта этот параметр уменьшается, так как упругие свойства окружающих пород препятствуют вертикальному деформированию пласта в центре воронки депрессии. Так, при толщине пласта, равной 6 м и жесткости окружающих пород, в 3-4 раза превышающей жесткость продуктивного пласта, величина параметра α_0 снижается до 0.7-0.8. С ростом мощности (толщины) продуктивного пласта величина α_0 также убывает.

При окончательной оценке величины суммы главных напряжений в породе следует также учесть, что ее вертикальное сжатие при условии отсутствия (или малости) бокового смещения приводит к росту боковых напряжений до величины, пропорциональной вертикальной нагрузке, с коэффициентом пропорциональности, равным $v/(1-v)$. Это значит, что к сумме боковых напряжений $\sigma_r + \sigma_\phi$ в формуле (3.11) следует добавить слагаемое вида $[2v/(1-v)] \cdot \sigma_z(r)$ или, с учетом формулы (3.12), слагаемое $\alpha_0 \cdot [2v/(1-v)] \cdot \Delta P \cdot [1 - (r/R)^2]$.

Приведенные оценки позволяют написать окончательное выражение для суммы главных эффективных напряжений $\Sigma\sigma_i = \sigma_r + \sigma_\phi + \sigma_z$, разви-

вающихся в призабойной зоне скважины и обусловленных понижением пластового давления в воронке депрессии, в следующем виде

$$\Sigma\sigma_i = \{P(r) + \alpha \cdot \Delta P \cdot [1 - (r/R)^2]\} / (1 - \nu), \alpha = \alpha_0 \cdot (1 + \nu), P(r), \Delta P < 0 \quad (3.13)$$

В дальнейшем будем считать, что экспериментальная зависимость проницаемости породы от эффективных напряжений $k(\Sigma\sigma_i)$ представлена в наиболее простой экспоненциальной форме (сжимающие напряжения при этом являются отрицательными, то есть $\Sigma\sigma_i < 0$):

$$k(\Sigma\sigma_i) = k_0 \cdot \exp(\Sigma\sigma_i / P^*),$$

где через P^* обозначено некоторое характерное значение напряжения (порового давления), определяющее скорость снижения проницаемости породы при ее сжатии (для сокращения числа используемых обозначений будем считать, что в величину параметра P^* уже включен множитель $1/(1 - \nu)$ из формулы (3.13)).

Тогда, используя общепринятые подходы для описания фильтрационного течения в воронке депрессии, с учетом стандартного закона Дарси из соотношения для потоков

$$2\pi \cdot r \cdot k_0 \cdot \exp(\Sigma\sigma_i / P^*) \cdot P_r / \mu = Q_0,$$

где через Q_0 обозначен удельный приток пластового флюида с вязкостью μ на единицу мощности пласта, с учетом формулы (3.13), определяющей зависимость суммы главных напряжений от порового давления $P(r)$ в воронке депрессии, несложно получить следующее выражение для величины притока Q_0 (здесь через ΔP обозначается положительное значение величины депрессии, через $R_{скв}$ — радиус скважины, а также используется асимптотическое разложение интегральной показательной функции вблизи нулевого значения ее аргумента):

$$Q_0 = 4\pi \cdot P^* \cdot (k_0 / \mu) \cdot [e^{-\alpha \Delta P / P^*} \cdot (1 - e^{-\Delta P / P^*})] / [E_1((\Delta P / P^*) \cdot (\alpha / R^2)) - E_1((\Delta P / P^*) \cdot \alpha)],$$

где через функцию $E_1(x)$ обозначена интегральная показательная функция.

Используя асимптотическое представление этой функции при малых значениях ее аргумента (Справочник по специальным функциям. Под ред. Абрамовица М., Стигана И., 1979), несложно показать, что в области значений ΔP , представляющих практический интерес, знаменатель в приведенной формуле с хорошей точностью может быть заменен на выражение $2 \cdot \ln(R/R_{скв})$:

$$Q_0 = 2\pi \cdot P^* \cdot [k_0 / \mu \cdot \ln(R/R_{скв})] \cdot [e^{-\alpha \Delta P / P^*} \cdot (1 - e^{-\Delta P / P^*})].$$

Полученное выражение для притока к скважине может быть написано в более традиционной форме:

$$Q_0 = 2\pi \cdot \Delta P \cdot [k_0 / \mu \cdot \ln(R/R_{скв})] \cdot \{(P^* / \Delta P) \cdot [e^{-\alpha \Delta P / P^*} \cdot (1 - e^{-\Delta P / P^*})]\}, \quad (3.14)$$

которое при условии $\Delta P \ll P^*$ переходит в общеизвестное выражение вида

$$Q_0 = 2\pi \cdot \Delta P \cdot [k_0 / \mu \cdot \ln(R / R_{\text{свн}})].$$

В формуле (3.14) выражение, заключенное в фигурные скобки, описывает влияние сжимаемости породы в призабойной зоне скважины на величину притока (дебит) скважины. Важно отметить, что в отличие от аналогичных формул (см., например, [57]), учет, даже в представленной здесь приближенной форме, особенностей напряженно-деформированного состояния породы в призабойной зоне скважины позволяет получить так называемые серповидные индикаторные кривые, немонотонность которых обусловлена только фактором сжимаемости породы под действием эффективных напряжений, без привлечения каких-либо иных механизмов снижения проницаемости в призабойной зоне.

Действительно, зависимость $Q_0(\Delta P)$, представляемая формулой (3.14), имеет вид, изображенный на рис. 3.10. Характерной особенностью представленной на этом рисунке кривой является наличие максимума в точке, определяемой выражением $\Delta P^* = P^* \cdot \ln[(\alpha+1)/\alpha]$. При значениях α_0 , близких к единице ($\alpha = \alpha_0 \cdot (1+\nu) \sim 1.2-1.4$), точка максимума будет определяться выражением $\Delta P^* = (0.5-0.6) \cdot P^*$. При малых значениях α_0 эта точка будет находиться в области очень больших значений ΔP , то есть, в этом случае в рабочей области изменения величины депрессии ΔP кривая $Q_0(\Delta P)$ будет являться монотонно-возрастающей функцией. Подчеркнем, что, как отмечалось выше, величина α_0 (или α) зависит от целого ряда определяющих параметров и отражает степень влияния вертикальных напряжений на суммарную деформацию сжатия породы в призабойной зоне скважины.

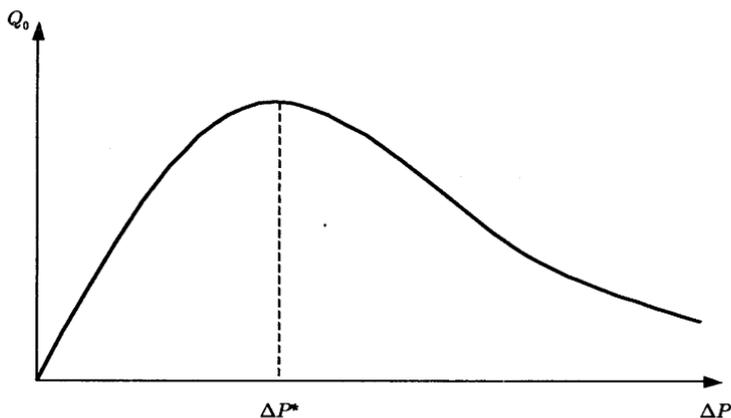


Рис. 3.10.

Полученная формула (3.14), описывающая влияние деформационных процессов в призабойной зоне скважины на ее дебит, может быть использована для решения оптимизационных задач при выборе способа эксплуатации скважин и для решения задач интерпретации индикаторных кривых.

3.6. Механизмы разрушения призабойных зон добывающих скважин на поздней стадии разработки газовых скважин

Разработка крупнейших газовых месторождений Западной Сибири, таких как Медвежье, Уренгойское, Ямбургское и др., осложнена процессами интенсивного выноса песка из продуктивного пласта [14, 15, 21 и др.], обусловленными разрушением призабойных зон добывающих скважин. Так, по данным, приведенным в указанных работах, для ограничения выноса песка депрессия в «сухой» скважине не должна превышать 0.5–0.6 МПа, а депрессия в обводненных скважинах должна быть ограничена величинами в 0.1–0.15 МПа. Считается, что превышение указанных допустимых значений депрессии будет приводить к интенсивному разрушению призабойной зоны скважины и, соответственно, к интенсификации выноса песка в ствол скважины.

Анализ факторов, обуславливающих процессы концентрации избыточных напряжений в призабойной зоне скважины, проведенный в предыдущих разделах этой главы, показывает, что увеличение депрессии и связанное с этим увеличение дебита добывающей скважины, главным образом, активизирует процессы выноса из порового пространства микрочастиц породы, образующихся при разрушении породы под действием других, гораздо более значимых факторов, и накапливающихся в призабойной зоне скважины. При этом активизация выноса песка в обводненных скважинах, с одной стороны, объясняется понижением прочности породы при увлажнении, а, с другой стороны, может быть объяснена и существенным повышением эффективной вязкости газо-жидкостного потока в сравнении с газовым потоком, то есть, повышением транспортирующей способности флюида, фильтрующегося сквозь пористую среду, в поровом пространстве которой накоплен мелкодисперсный осадок.

Действительно, если учесть, что при притоке газа в скважину обсадная труба скважины принимает на себя большую часть избыточных нагрузок, обусловленных наличием депрессионной воронки (по оценкам, следующим из результатов раздела 3.2, на обсадную трубу приходится примерно 2/3 депрессионной нагрузки), то при указанных выше значениях депрессии в диапазоне от 0.1 до 0.6 МПа избыточные напряжения в призабойной зоне скважины, обусловленные действием этого

фактора, реально составят величины, находящиеся в пределах 0.2 МПа (или ~ 1–2 атмосфер).

На основании приведенных количественных оценок можно заключить, что основное разрушающее воздействие на призабойную зону добывающей газовой скважины, приводящее к интенсивному выносу микрочастиц в ствол скважины, в действительности является результатом концентрации в пристволенной зоне избыточных напряжений, величина которых в десятки и более раз превышает избыточные напряжения, вызываемые действием депрессионной нагрузки.

Разрушение призабойных зон добывающих скважин является характерным осложнением при добыче газа на поздней стадии разработки газовых месторождений на истощении, а также при эксплуатации поземных хранилищ газа. Это явление вызвано ростом нагрузки на скелет породы-коллектора при снижении пластового давления по мере истощения залежи, приводящего к концентрации избыточных напряжений в призабойной зоне скважины. Вместе с тем, даже в призабойной зоне распределение избыточных напряжений неоднородно и существуют зоны максимальной концентрации этих напряжений, которые, очевидно, и являются зонами наиболее интенсивного разрушения породы.

Как показано в разделе 3.3, при снижении пластового давления развиваются значительные по величине касательные напряжения в цементном кольце, жестко связывающем породу со стальными обсадными трубами. Своих максимальных значений касательные напряжения достигают вблизи кровли и подошвы пласта, то есть, вблизи поверхности контакта насыщенной проницаемой породы с непроницаемыми породами при изменении порового давления. При этом величина касательных напряжений, развивающихся на поверхности обсадных труб вблизи кровли и подошвы пласта, измерима и даже может превышать величину изменения пластового давления ΔP в залежи. Учитывая, что на поздней стадии разработки крупнейших газовых месторождений в Западной Сибири снижение пластового давления от своего начального значения приближается к 10 МПа и прочность цементного камня на сдвиг также близка к этой величине, можно утверждать, что на поздней стадии разработки этих месторождений жесткая связь между обсадными трубами и породой-коллектором разрушена.

С физических позиций механизм концентрации разрушающих сдвиговых напряжений на поверхности обсадных труб или в слое породы вблизи цементного камня может быть объяснен следующим образом. При снижении пластового давления нагрузка, обусловленная весом вышележащей толщи пород, будет восприниматься скелетом пласта и приводить к его дополнительному сжатию. Стальные обсадные трубы, представляя собой жесткое включение внутри деформируемой среды, будут препятствовать ее сжатию, что и приводит к росту сдвиговых напряжений на поверхности труб и в породе вблизи этой поверхности.

Величина сжатия или соответствующая ей величина вертикального смещения породы ΔH , согласно закону деформирования упругих тел, пропорциональна нагрузке ΔP , толщине пласта H и коэффициенту его сжимаемости β . В условиях разработки крупнейших газовых месторождений Западной Сибири, характеризующихся тем, что горизонтальные размеры месторождений многократно превышают глубину их залегания, для оценки величины смещения пласта при описании процесса деформирования породы можно с высокой точностью использовать одномерное приближение, которое приводит к следующей формуле для вертикального смещения породы:

$$\Delta H = \Delta P \cdot H \cdot \beta \cdot [(1 + \nu) \cdot (1 - 2 \cdot \nu) / (1 - \nu)], \quad (3.15)$$

где ν — коэффициент Пуассона породы.

Отметим, что в отличие от формулы вида $\Delta H = \Delta P \cdot H \cdot \beta$, обычно используемой в задачах оценки величины проседания дневной поверхности над разрабатываемым месторождением, в правой части формулы (3.15) присутствуют множители, зависящие от коэффициента Пуассона ν , величина которого для подавляющего большинства горных пород лежит в интервале значений $\sim 0.1-0.4$. Появление этих множителей в формуле (3.15) обусловлено учетом того обстоятельства, что условия деформирования продуктивных пластов при снижении в них пластового давления отличаются практическим отсутствием горизонтальных смещений породы, что и приводит к зависимости величины вертикального смещения от коэффициента Пуассона, в отличие от условий деформирования при свободной от напряжений боковой поверхности породы. При больших значениях ν соответствующий поправочный коэффициент в формуле (3.15) будет достигать величины ~ 0.5 , то есть зависимость смещения породы от величины ν , учитываемая в приведенной формуле, весьма существенна.

Для окончательной оценки величины сжатия продуктивной толщи, обусловленной снижением пластового давления, необходимо определить величину H , которая фактически может превышать суммарную толщину продуктивных интервалов. Действительно, строение продуктивной газонасыщенной толщи указанных месторождений характеризуется слоистой неоднородностью — продуктивные пласты чередуются с практически непроницаемыми низкопористыми пластами и пропластками [86], но, как будет показано в 4 главе (раздел 4.3), давление газа в низкопроницаемых интервалах по мере истощения залежи также снижается, но с некоторым отставанием по времени, причем, это отставание в сравнении с характерным временем разработки месторождения ($\sim 30-40$ лет) довольно незначительно и составляет примерно 3–5 лет. Отсюда следует, что при оценке суммарной величины смещения породы, вызываемой сжатием газонасыщенной толщи, в действительности необходимо учитывать и вклад,

вносимый деформированием интервалов, относящихся к категории непродуктивных. Это означает, что для большей точности оценки вертикального смещения породы в качестве величины сжимаемого интервала H следует принимать толщину всей газонасыщенной толщи. Более того, необходимо отметить, (хотя вопросы оценки проседания дневной поверхности над разрабатываемым месторождением остаются за рамками данной книги), что при оценке величины проседания дневной поверхности в эффективную величину сжимаемого интервала H необходимо включать и водонасыщенную часть залежи, давление в которой по мере разработки залежи также уменьшается.

Для анализа распределений напряжений в призабойной зоне газодобывающей скважины достаточно учесть, что сдвиговые напряжения на поверхности обсадных труб развиваются как результат реакции слабосжимаемого материала труб на деформирование жестко связанной с ними горной породы, поэтому для оценки величины потенциально возможного смещения деформируемой породы вдоль обсадных труб можно ограничиться оценкой величины сжатия только той части газонасыщенной толщи, в которой скважина обсажена стальными трубами.

В рассматриваемых условиях длина обсадных труб внутри газонасыщенного интервала равна примерно 100 м, то есть относительное смещение породы вдоль обсадных труб определяется сжатием породы толщиной H , равной указанным 100 метрам. Для большинства пород-коллекторов нефти и газа, согласно данным работы [96], величина коэффициента сжимаемости β в условиях медленного деформирования породы удовлетворяет условию $\beta > \sim 1/5000 - 1/10000 \text{ Мпа}^{-1}$. Если для крупнопористых пород-коллекторов сеноманских отложений Западной Сибири принять, что $\beta \sim 1/5000 \text{ Мпа}^{-1}$, то формула (1) примет вид $\Delta H \sim (0.5 \div 0.9) \cdot (\Delta P / 5000) \cdot H$. Отсюда следует, что при значениях $\Delta P \sim 10 \text{ МПа}$ и $H \sim 100 \text{ м}$ максимально возможное смещение породы в верхней части продуктивного интервала относительно обсадных труб будет находиться в диапазоне значений 10–20 см. Отметим, что полученную оценку не следует рассматривать как точную, поскольку в используемую формулу входят некоторые усредненные параметры пласта, определяемые довольно приближительным образом.

Тем не менее, на основании полученной оценки можно сделать вывод, заключающийся в том, что на поздней стадии разработки указанных газовых месторождений обсадные трубы добывающих скважин подвергаются нагрузке от вертикального смещения (до 10–20 см) породы относительно этих труб, обусловленной деформированием породы-коллектора при истощении залежи. Более точные расчеты напряженно-деформированного состояния призабойной зоны скважины при изменении пластового давления на величину ΔP , результаты которых приведены в разделе 3.3, показывают, что максимальные сдвиговые напряжения, развивающиеся на поверхности труб, достигают или даже превышают значение ΔP , которое

в данном случае близко к пределу прочности цементного камня или высокопористой породы-коллектора на сдвиг. Очевидно, что при разрушении цементного камня или породы в зонах концентрации напряжений происходит перераспределение напряжений в породе и смещение этих зон на другие, еще не разрушенные участки, поскольку механизм сжатия породы-коллектора при этом продолжает действовать.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно заключить, что на поздней стадии разработки газовых месторождений в продуктивных интервалах неизбежным образом разрушается жесткая связь обсадных труб с породой-коллектором и происходит значительное смещение породы вдоль труб, в том числе и смещение перфорационных каналов относительно перфорационных отверстий в трубах. Последнее заключение важно не только для объяснения возможного снижения продуктивности добывающих скважин, но и для объяснения появления новых участков значительной концентрации разрушающих напряжений в призабойных зонах скважин.

Действительно, в той стадии разработки месторождения, когда еще сохраняется жесткая связь между обсадной колонной и породой, рост вертикальной нагрузки на скелет породы слабо влияет на распределение напряжений вокруг перфорационных каналов в призабойной зоне скважины, поскольку основную часть возрастающей нагрузки принимают на себя стенки стальной обсадной трубы. При разрушении цементного камня вертикальная нагрузка на породу приводит к формированию зон концентрации напряжений в окрестности перфорационных каналов. При этом концентрация избыточных напряжений вблизи этих каналов, как будет показано ниже, значительно превосходит описанную выше концентрацию напряжений около кровли и подошвы пласта, то есть при разрушении цементного камня областями наиболее интенсивного разрушения становятся участки породы вблизи перфорационных каналов.

Обоснованием этого вывода служит известное в теории упругости решение [77], описывающее распределение напряжений вокруг эллиптического отверстия с полуосями a и b в упругой среде при действии сжимающей нагрузки P_0 , направленной вдоль одной из полуосей этого отверстия (рис. 3.11). Согласно этому решению тангенциальное (угловое) напряжение P_θ в точке a на границе эллипса будет сжимающим и его величина будет описываться формулой вида:

$$P_\theta = P_0(1 + 2 \cdot a/b), \quad (3.16)$$

а в точке b напряжение P_θ будет растягивающим, равным по величине P_0 . Отметим, что при выводе этого решения принимается, что вдали от отверстия отсутствуют горизонтальные напряжения.

Для упрощения дальнейшего анализа будем считать, что приведенное решение можно использовать и для описания распределения напряжений

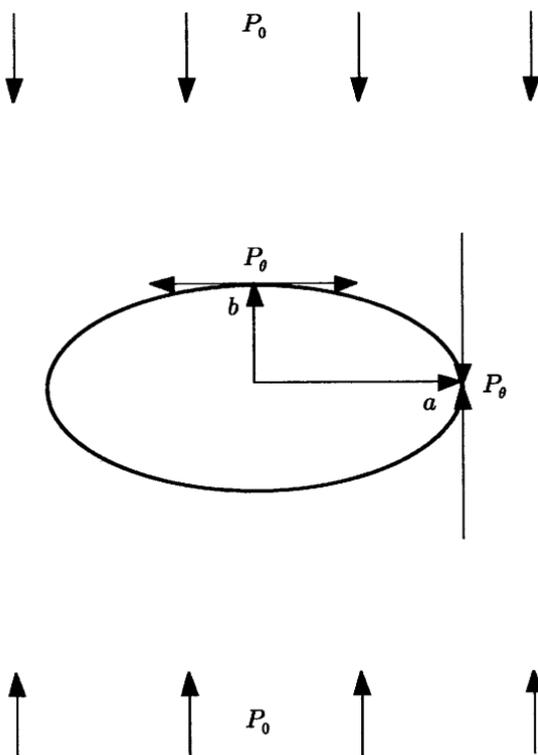


Рис. 3.11.

вблизи перфорационных каналов в призабойной зоне скважины, хотя эти каналы имеют ограниченную длину и, строго говоря, распределение напряжений вокруг перфорационных каналов имеет трехмерный характер. Тем не менее, из решения (3.16) следуют такие оценки напряжений в породе вблизи перфорационных каналов, что все возможные уточнения этого решения существенным образом не влияют на вывод о максимальной концентрации избыточных напряжений вблизи этих отверстий.

Действительно, согласно решению (3.16), вертикальная нагрузка на породу в точке *a* сечения перфорационного канала круговой формы ($a = b$) в три раза превышает вертикальную нагрузку P_0 на скелет породы-коллектора вдали от этого канала (рис. 3.11). В реальности, если учесть действие бокового напряжения сжатия в породе, величина сжимающей нагрузки в точке *a* будет несколько ниже указанной, поскольку, как отмечалось выше, в точке *b* на границе отверстия развиваются растягивающие напряжения. Это означает, что действие бокового напряжения сжатия так-

же будет приводить к развитию растягивающих напряжений в точке **а**. При этом следует учитывать и рост напряжения бокового сжатия породы, обусловленный ростом вертикальной нагрузки на пласт.

При глубине залегания продуктивного пласта, оцениваемой величиной ~ 1000 м, и плотности породы $\rho \approx 2.3$ г/см³ вертикальная нагрузка на пласт составляет величину ~ 23 МПа. Для оценки величины бокового горного давления воспользуемся обобщающими данными работы [63], согласно которым эффективное боковое напряжение в пластах на глубине ~ 1 км составляет примерно 50–60 % от величины вертикального эффективного напряжения. Тогда при исходном значении пластового давления в залежи ~ 10 МПа эффективное боковое напряжение в пласте может быть оценено величиной ~ 7 –8 МПа.

Приведенные оценки исходных напряжений в пласте позволяют определить, в соответствии с формулой (3.16), величину результирующих сжимающих напряжений в точке **а** сечения перфорационного канала при снижении давления в газовой залежи. Для получения конкретных числовых оценок примем, что пластовое давление на поздней стадии разработки месторождения равно 3 МПа. Тогда эффективное вертикальное напряжение P_0 в пласте будет равно ~ 20 МПа и утроенное, согласно формуле (3.16), эффективное вертикальное сжимающее напряжение в породе вблизи перфорационного канала будет равняться ~ 60 МПа. Исходное боковое горное давление в пласте, равное 7–8 МПа, за счет развития растягивающих напряжений в точке **а** снизит это сжимающее напряжение до 53–52 МПа. Кроме того, как отмечалось выше, рост вертикальной нагрузки на скелет породы при снижении пластового давления от исходных ~ 10 МПа до текущих 3 МПа приводит к росту бокового напряжения в породе с коэффициентом пропорциональности, равным $v/(1-v)$. При максимальном значении этого коэффициента ($v = 0.4$) увеличение бокового сжимающего напряжения составит величину ~ 5 МПа, что, соответственно, снижает напряжение вертикального сжатия в точке **а** до 48–47 МПа.

Далее можно учесть, что в той части перфорационного канала, которая непосредственно примыкает к стволу скважины, сжимающее напряжение от действия бокового горного давления примерно удваивается и это обуславливает разгрузку вертикального напряжения еще на 12–13 МПа. Таким образом, на основании приведенных оценок можно заключить, что на поздней стадии разработки залежи, когда пластовое давление снижается до 3 МПа и разрушается жесткая связь породы с обсадными трубами, эффективные сжимающие вертикальные напряжения на стенках перфорационных каналов достигают значений ~ 35 –48 МПа и выше. Максимальные сдвиговые напряжения, равные половине эффективного вертикального напряжения, соответственно, приближаются к величинам порядка 17–25 МПа и более. Отсюда следует, что на поздней стадии разработки газовой залежи перфо-

рациональные каналы становятся основными концентраторами разрушающих напряжений в призабойных зонах добывающих скважин.

Более того, как следует из рис. 3.11 и формулы (3.16), по мере разрушения породы в точке **a** форма кругового отверстия будет приближаться к эллиптической, то есть, будет увеличиваться отношение a/b , что, в соответствии с формулой (3.16), приводит к еще большей концентрации сжимающих напряжений и к интенсификации процесса разрушения породы вблизи этой точки, в результате чего вокруг перфорационных каналов будут образовываться каверны увеличивающихся размеров.

Из проведенного анализа можно сделать вывод, что интенсивность разрушения породы вокруг перфорационных каналов может быть снижена, если исходная форма этих каналов будет не круговой, а вытянутой в вертикальном направлении. Действительно, из формулы (3.16) следует, что при выполнении условия $a \ll b$ концентрации сжимающих напряжений вблизи точки **a** практически не будут происходить. При этом произойдет некоторое увеличение сжимающих напряжений в точке **b**, обусловленное действием бокового горного давления, но оно в значительной степени будет нейтрализовано растягивающим действием сжимающей вертикальной нагрузки P_0 . Практически условие $a \ll b$ соответствует геометрии вертикальной щели с закругленными концами, то есть, отсюда следует, что с позиций повышения устойчивости призабойных зон добывающих скважин на поздней стадии разработки газовых месторождений вскрытие продуктивных пластов после завершения бурения скважин целесообразно осуществлять с применением щелевой перфорации.

3.7. Влияние формы призабойной зоны скважины на подземных хранилищах газа на интенсивность разрушения породы

Особенности распределения и концентрации упругих напряжений в призабойных зонах скважин на подземных хранилищах газа (ПХГ) в зависимости от формы призабойных зон могут быть исследованы аналогично тому, как это было сделано в предыдущем разделе. Если в качестве подземных хранилищ используются выработанные газовые месторождения с существующим фондом добывающих скважин, то механизмы разрушения породы-коллектора будут такими же, как и в случае эксплуатации добывающих скважин при разработке газовых месторождений. Вместе с тем, скважины на ПХГ часто обустроены специальным образом — скважины обсажены только до кровли проницаемого пласта, а диаметр нижней части ствола скважины увеличен с целью последующего заполнения призабойной зоны песчано-гравийной смесью (рис. 3.12). По аналогии с рассмот-

ренным выше механизмом концентрации напряжений вблизи эллиптических отверстий, в верхней части призабойной зоны увеличенного диаметра при изменении пластового давления также должны возникать зоны концентрации напряжений и, очевидно, величина этих напряжений и, соответственно, интенсивность разрушения призабойной зоны, будут зависеть от формы ее верхней части.

На рис. 3.12 пунктирными линиями изображены различные варианты формы верхней части призабойной зоны скважины — прямоугольная, эллиптическая и коническая. Участки концентрации вертикальных напряжений отмечены на этом рисунке цифрой 3. Механизм концентрации избыточных вертикальных напряжений в указанных точках физически обусловлен тем, что при наличии полости в упругой среде нагрузка на эту среду должна уравниваться повышенными напряжениями вблизи границ этой полости, то есть порода в указанных участках должна принимать на себя дополнительную нагрузку вместо породы, изъятой из полости. При этом в нижней части полости существенной концентрации напряжений не происходит, поскольку часть нагрузки принимает на себя порода, находящаяся ниже этой полости.

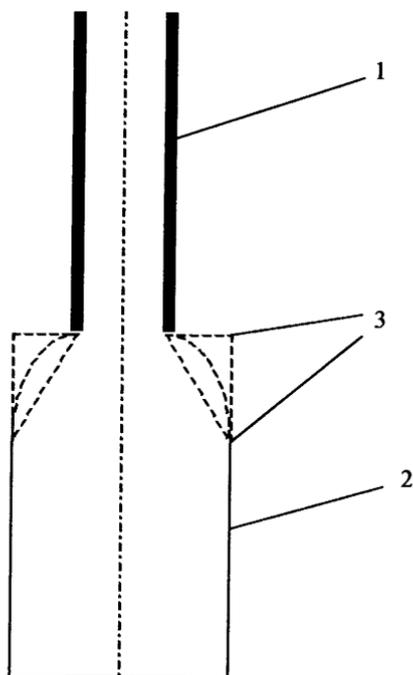


Рис. 3.12.

В отличие от описанных выше плоских задач распределения напряжений вокруг эллиптических отверстий в упругой среде, аналогичные задачи для полостей, имеющих форму тел вращения, не имеют аналитических решений. Поэтому для количественной оценки величины избыточных напряжений в призабойной зоне скважины, имеющей конструкцию, характерную для ПХГ и изображенную на рис. 3.12, численно решались уравнения упругого равновесия горной породы в осесимметричной постановке (3.10), приведенные в разделе 3.3.

Для упрощения расчетов предполагалось, что наличие жестких обсадных труб в скважине выше призабойной зоны эквивалентно отсутствию радиальных смещений на оси симметрии. Кроме того, предполагалось, что сыпучая песчано-гравийная смесь внутри полости слабо влияет на величину упругих напряжений на границах полости, то есть эти границы в расчетах считались свободными от напряжений. Более того, как показали результаты расчетов, распределение напряжений в указанных участках определяется, главным образом, формой верхней части полости и слабо зависит от длины открытого ствола скважины ниже этих точек. По этой причине далее приводятся результаты расчетов распределения упругих напряжений при вертикальном нагружении полостей простой геометрической формы — конической (кривая 1 на рис. 3.13) и эллиптической (кривая 2 на рис. 3.13). При этом принималось условие отсутствия бокового смещения породы вдали от полости, что характерно для процессов деформирования пластов при изменении в них пластового давления. Коэффициент Пуассона ν в приводимых ниже результатах расчетов принимался равным 0.3. Соответствующие кривые при $\nu = 0.2$ и 0.4 будут аналогичны кривым, приведенным на рис. 3.13, с небольшим отличием, заключающимся в том, что при $\nu = 0.2$ значения P_z/P_0 будут на несколько процентов выше, а при $\nu = 0.4$ — ниже, чем при $\nu = 0.3$.

На рис. 3.13 приведены зависимости безразмерной величины вертикального напряжения P_z/P_0 в точке, отмеченной цифрой 3 на рис. 3.12, где через P_0 обозначена величина вертикальной нагрузки вдали от полости. Как следует из приведенных на рис. 3.13 графиков, концентрация вертикальных напряжений в точке 3 существенно зависит от формы полости — при конической форме верхней части призабойной зоны эти напряжения кратно превышают величину инициирующего их вертикального напряжения P_0 . Результаты расчетов для случая полости прямоугольной формы здесь не приводятся, поскольку концентрация напряжений в угловой точке 3 при этом экстремально высока.

Сглаживание формы верхней части призабойной зоны приводит к существенному снижению уровня концентрации напряжений в ней. Так, придание верхней части сферической формы снижает величину максимального напряжения в ней до величины $\sim 1.8 \cdot P_0$, а при увеличении вертикальной оси эллипсоида вращения до значений $b = 3a$ величина P_z/P_0 в точке a будет

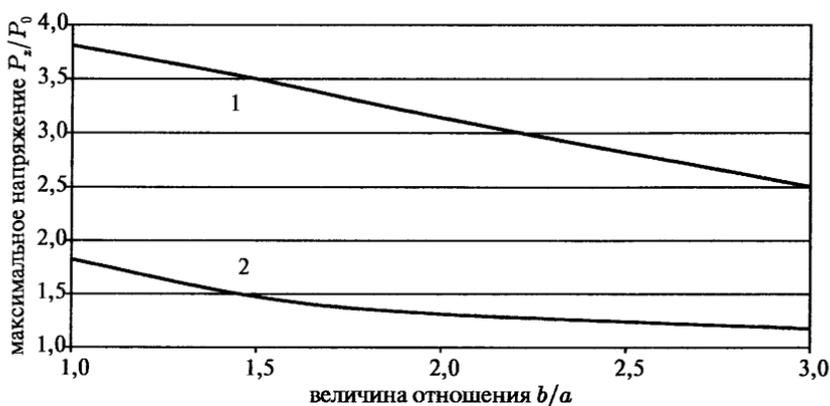


Рис. 3.13.

равняться 1.18, то есть концентрации напряжений в этом случае происходить практически не будет.

Подчеркнем, что в проведенном исследовании не ставилась задача отыскания оптимальной формы верхней части призабойных зон скважин в ПХГ, которая, вообще говоря, может отличаться от эллипсоидальной. Тем не менее, представленные на рис. 3.13 результаты численного исследования достаточно простых форм призабойных зон скважин на ПХГ позволяют сделать качественный вывод, заключающийся в том, что для снижения концентрации напряжений их верхнюю часть целесообразно делать сглаженной и вытянутой в вертикальном направлении. Это приводит к перераспределению избыточных напряжений на большие объемы породы в призабойной зоне и, соответственно, к снижению интенсивности ее разрушения.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОДУКТИВНЫХ ПЛАСТОВ НА ПРОЦЕССЫ ИХ РАЗРАБОТКИ

Неоднородность физико-механических свойств присуща всем породам-коллекторам, а также вмещающим их горным породам, причем, наиболее характерными видами такой неоднородности являются трещиноватость и слоистая неоднородность породы. Очевидно, что неоднородность свойств коллектора влияет на фильтрационные процессы в нем и не всегда процедура осреднения характеристик пласта по некоторому достаточно большому объему сохраняет детали течения, существенные для понимания особенностей протекания этих процессов.

В этой главе методами математического моделирования исследовано влияние трещиноватости продуктивного пласта на распределение остаточных запасов нефти при его заводнении. Установлено, что изолированные трещины различных масштабов являются причиной образования застойных зон вблизи этих трещин, что важно для понимания механизмов повышения нефтеотдачи пластов при различных стимулирующих воздействиях на них.

Действительно, представляется достаточно очевидным и понятным с физических позиций процесс формирования застойных зон при обтекании фильтрационным потоком непроницаемых включений (экранов) в породоколлекторе, когда застойные зоны образуются при торможении потока вблизи непроницаемых экранов. Вместе с тем, как будет показано в разделе 4.1, вблизи изолированных трещин также образуются зоны нулевых или малых градиентов давления и физически это обусловлено тем обстоятельством, что

в изолированной трещине существуют зоны контакта входящих и выходящих из трещины потоков жидкости, и в этих зонах происходит взаимное торможение противоположно направленных фильтрационных потоков. Размеры и расположение зон взаимного торможения потоков зависят от геометрических параметров трещины, а также от направления потока вытесняющей жидкости, и, соответственно, застойные зоны вблизи трещин могут смещаться и изменять свои размеры при изменении направления фильтрационных потоков в пласте, а также при динамических воздействиях на пласт, поскольку раскрытость и протяженность трещин зависят от распределения напряжений в породе.

Аналитически показано, что слоистая неоднородность механических свойств продуктивного пласта может являться причиной формирования площадной неоднородности напряженно-деформированного состояния горной породы, что обусловлено концентрацией горизонтальных сжимающих напряжений в более жестких пропластках при снижении пластового давления в процессе разработки пласта. Этот результат важен для объяснения механизма влияния динамического воздействия на закономерности протекания фильтрационных процессов в продуктивных пластах, находящихся в сложно-напряженном деформированном состоянии.

В этой главе исследовано также влияние слоистой неоднородности строения газонасыщенных пластов на процессы разгазирования и подъем подошвенных вод по мере падения пластового давления в залежи. Показано, что процессы разгазирования имеют очаговый характер и наиболее интенсивно протекают вблизи литологических окон, что меняет существующие представления о картине движения газа в газовую часть залежи, согласно которым объемов выделяющегося газа недостаточно для того, что бы был преодолен порог подвижности газовой фазы. В действительности очаговый характер процессов газовыделения обуславливает формирование локализованных газовых шлейфов в заводненной части залежи, через которые и происходит всплывание выделяющегося газа в ее газовую часть.

Применительно к условиям разработки крупнейших газовых месторождений Западной Сибири показано, что низкопроницаемые пласты, относящиеся к категории пассивных и не участвующих в процессе разработки, в действительности вполне эффективно участвуют в разработке опосредованным образом, поставляя газ через общие литологические окна в высокопроницаемые пласты, хотя и с некоторой, относительно малой, задержкой во времени.

Проведенными исследованиями также установлено, что подъем подошвенной воды при наличии литологических окон в толще сеноманских отложений обуславливает высокую скорость горизонтального движения воды в направлении литологических окон и высокий гидродинамический напор, соответствующий этому движению. За счет действия гидродинамического напора перепад давления в соседних заводненных пластах существ-

венно выше перепада, обусловленного действием законов гидростатического равновесия, что необходимо учитывать для предотвращения ускоренного обводнения добывающих скважин на поздней стадии разработки газовых месторождений.

4.1. Эффекты локального влияния трещин на фильтрационные процессы в продуктивных пластах

Трещиноватость является свойством, присущим, в той или иной степени, всем нефтегазосодержащим породам, что обусловлено сложными деформационными процессами, в которых участвуют продуктивные пласты при формировании залежи на геологическом масштабе времени. Интенсивность процессов трещинообразования в породе может быть очень высокой и приводить к формированию развитой и гидродинамически связанной системы трещин, что характерно для карбонатных коллекторов, но процессы трещинообразования могут ограничиваться и образованием в породе множества изолированных друг от друга трещин (или групп трещин) разного масштаба, что более характерно для коллекторов терригенного типа.

При моделировании фильтрационных процессов в трещиновато-пористых средах [7, 18 и др.] производится осреднение рассчитываемых параметров по некоторым элементарным объемам пористой среды, включающим достаточно большое количество трещин, с учетом определенной связи осредненных параметров потоков флюида, относящихся к трещинному и поровому пространствам. Такой подход обеспечивает описание динамики осредненных по пространству величин с точностью, часто достаточной для решения задач проектирования разработки месторождения, но не может дать картины распределения фильтрационных потоков, насыщенности и т. д. в масштабе одной отдельно взятой трещины.

Вместе с тем, для решения проблем максимально полного извлечения нефти из высокообводненных продуктивных пластов, находящихся на поздней стадии разработки, для рационального применения технологий, стимулирующих нефтеотдачу продуктивных пластов, необходимо знание закономерностей локального распределения остаточных запасов нефти, особенностей и возможностей вовлечения их в фильтрационное движение. Это требует детального изучения картины фильтрационного течения на уровне элементарного объема, то есть с учетом влияния отдельно взятой трещины на характер протекания фильтрационных процессов вблизи этой трещины, что методы осреднения, традиционно применяемые при компьютерном моделировании процессов в трещиновато-пористых средах, обеспечить не могут. Ниже приводятся результаты анализа некоторых эф-

фактов такого локального взаимодействия для случая изолированных трещин, находящихся внутри пористой среды.

Для качественного анализа закономерностей влияния изолированной трещины на распределение порового давления в окружающей ее пористой среде, рассмотрим двумерную задачу натекания однофазного фильтрационного потока на единичную ограниченную прямолинейную трещину. Такой вид трещиноватости более характерен для коллекторов терригенного типа, но, вообще говоря, может реализовываться в любых породах, причем, и в сочетании с другими типами трещиноватости.

Будем предполагать, что проводимость трещины настолько велика, что гидродинамическое давление внутри трещины в сравнении с распределением порового давления вокруг нее может считаться постоянной величиной и, соответственно, постоянной величиной будет и поровое давление вдоль берегов трещины. Это условие позволяет для построения решений, описывающих взаимодействие фильтрационного потока с трещиной, использовать известные решения об обтекании пластинки двумерным потоком идеальной несжимаемой жидкости [47, 50 и др.].

Действительно, картина плоского двумерного стационарного распределения порового давления P при условии линейности закона Дарси описывается уравнением Лапласа $\Delta P = 0$, так же, как и распределение гидродинамического потенциала ϕ при движении идеальной несжимаемой жидкости. Как известно, потенциал ϕ может быть определен с помощью функции $\chi(z)$ комплексной переменной $z = x + i \cdot y$ (здесь i — мнимая единица), причем, если представить функцию $\chi(z)$ в виде $\chi(z) = \phi + i \cdot \psi$, то решением уравнения Лапласа будут являться обе функции ϕ и ψ .

Для дальнейшего важно отметить свойство взаимной сопряженности этих функций, выражающееся условиями Копи-Римана вида

$$\Phi_x = \Psi_y, \quad \Phi_y = -\Psi_x,$$

и означающее, что функция ψ является функцией тока для потенциала ϕ (или для функции порового давления P), и наоборот, в случае, когда функция ψ интерпретируется как потенциал течения, функция ϕ является при этом функцией тока.

Воспользуемся функцией $\chi(z)$, описывающей обтекание пластинки длиной $2a$ потоком жидкости со скоростью $V = (u_0, v_0)$ на бесконечности:

$$\chi(z) = u_0 \cdot z - i \cdot v_0 \cdot (z^2 - a^2)^{1/2}.$$

На рис. 4.1 изображены три схемы обтекания непроницаемой пластинки, последовательно соответствующие горизонтальному направлению потока (рис. 4.1а, $v_0=0$), промежуточному (рис. 4.1б, $u_0 \neq 0, v_0 \neq 0$) и вертикальному (рис. 4.1в, $u_0=0$). Пунктирными линиями на рис. 4.1 представлены линии то-

ка ($\psi = \text{const}$), сплошным линиям соответствуют линии равного потенциала ($\phi = \text{const}$) или, применительно к эквивалентной задаче распределения порового давления P при фильтрационном обтекании непроницаемой пластинки (экрана), линии равного давления $P = \text{const}$. Функция ψ в этом случае также будет являться функцией тока.

Учитывая, что изолированная трещина, в силу сделанного выше предположения, является линией постоянного давления, а также учитывая отмеченное выше свойство взаимозаменяемости функций ϕ и ψ , можно утверждать, что решения, представленные на рис. 4.1 и относящиеся к обтеканию непроницаемой пластинки, одновременно являются и решениями, соответствующими взаимодействию фильтрационного потока с изолированной трещиной длиной $2a$, только в этом случае необходимо линии тока интерпретировать как линии равного порового давления и наоборот.

При данной интерпретации представленных решений линиями тока на рис. 4.1 являются сплошные линии, на которых стрелками отмечено направление потока. Кривые равного порового давления, напротив, представляются в данном случае пунктирными линиями. При такой интерпретации картины фильтрационного течения рис. 4.1а будет соответствовать случаю вертикального натекания фильтрационного потока на трещину, рис. 4.1б — промежуточный случай наклонной к потоку трещины, рис. 4.1в — случай горизонтального фильтрационного потока, направленного вдоль трещины.

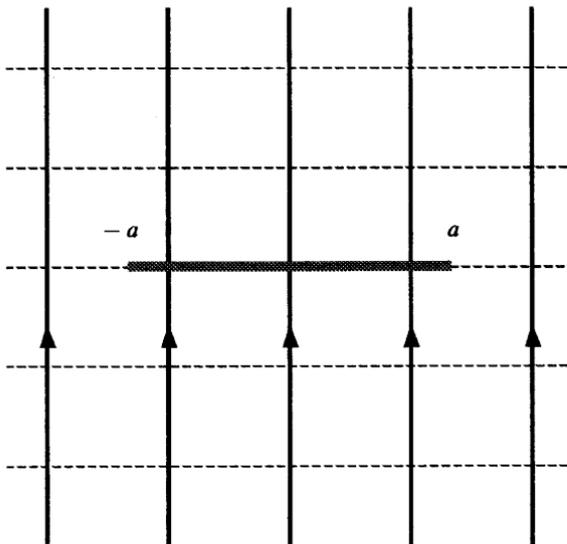


Рис. 4.1а.

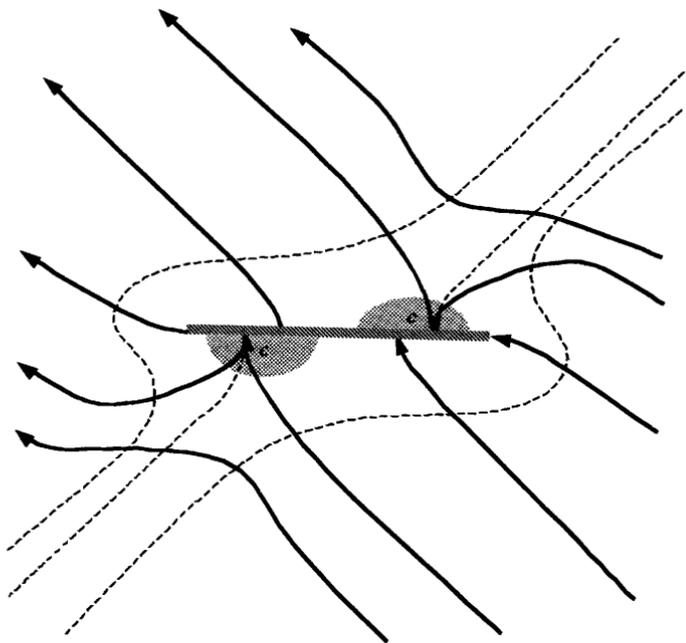


Рис. 4.16.

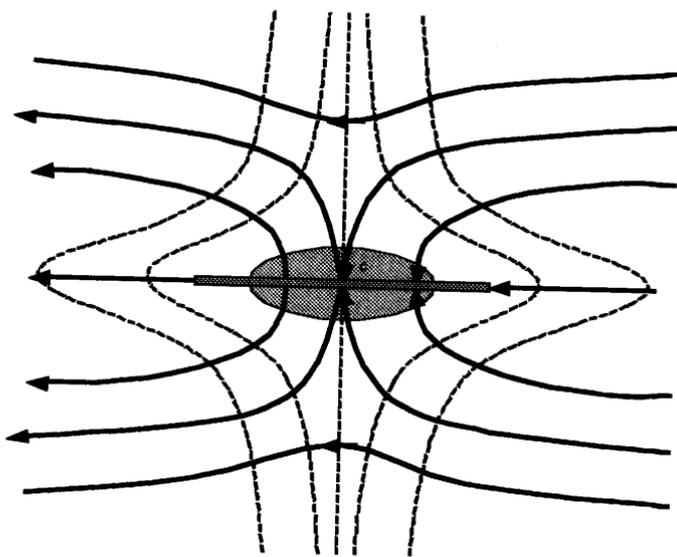


Рис. 4.1в.

Таким образом, картине взаимодействия фильтрационного потока с изолированной трещиной всегда может быть поставлена в соответствие картина обтекания непроницаемого экрана той же геометрии фильтрационным потоком, повернутым на 90 градусов. Отсюда следует важное общее свойство этих решений, очевидное для случая обтекания непроницаемого экрана, и довольно неожиданное для случая взаимодействия фильтрационного потока с трещиной — образование областей малых градиентов порового давления и, соответственно, малых скоростей фильтрационного потока. Эти области (на рис. 4.1 они выделены темным цветом) располагаются вокруг точек нулевых градиентов давления и нулевых скоростей, обозначенных на этом рисунке буквами с. Тот факт, что точки торможения потока с при обтекании непроницаемого экрана одновременно будет являться и точками нулевых скоростей и градиента давления для сопряженной задачи взаимодействия фильтрационного потока с трещиной, следует из отмеченных выше условий Коши—Римана.

Действительно, производные φ_x , ψ_y , φ_y , ψ_x пропорциональны компонентам скорости потока u, v и из условий Коши-Римана следует перекрестное равенство этих компонент в сопряженных задачах. Другими словами, в каждой точке (x, y) поля течения векторы скоростей фильтрационных потоков в сопряженных задачах равны по величине, хотя и направлены ортогонально друг другу, поэтому точки, где обращается в ноль скорость потока (или градиент порового давления) при обтекании непроницаемой пластины, будет совпадать с точкой нулевых скоростей в сопряженной задаче взаимодействия фильтрационного потока с трещиной. Кроме того, в силу равенства абсолютных величин скоростей потока в каждой точке поля течения характерные размеры областей малых скоростей и градиентов порового давления в сопряженных задачах будут также совпадать.

Из вышесказанного следует, что изолированная трещина в пористой среде, аналогично непроницаемому экрану, является причиной формирования областей пониженных градиентов порового давления в этой среде, что играет важную роль в процессах вытеснения пластового флюида нагнетаемой в пласт водой. Действительно, из-за малых скоростей потока в этих областях вытеснение нефти из них происходит наиболее медленно, а при наличии вязкопластических свойств нефти, то есть при существовании предельного градиента сдвига, эти области вообще превращаются в застойные зоны.

С физических позиций образование зон малых градиентов давления может быть объяснено следующим образом. Если при обтекании непроницаемого экрана такими зонами, очевидно, являются зоны торможения потока, то при взаимодействии фильтрационного потока с трещиной причиной формирования этих зон является то, что на берегах изолированной трещины в силу условия равенства входящих и выходящих из нее суммарных потоков жидкости, обязаны существовать точки контакта этих встречных потоков. Если предположить, что в точках контакта скорости входящего и выходяще-

го потоков отличны от нуля (но при этом противоположно направлены), то в окрестности этих точек распределение порового давления в соответствии с законом Дарси, будет физически невозможным, потому что с одной стороны на линии контакта потоков давление должно будет возрастать, а с другой — убывать. Для устранения этого противоречия фильтрационный поток должен иметь такую конфигурацию, чтобы контакт входящих и выходящих из трещины потоков осуществлялся через нулевое значение скорости и, соответственно, нулевой градиент порового давления. Таким образом, причиной возникновения зон малых скоростей и градиентов давления при взаимодействии изолированной трещины с фильтрационным потоком является условие физически непротиворечивого сопряжения входящих и выходящих из трещины потоков жидкости. Иными словами, наличие зоны малых градиентов давления объясняется взаимным торможением входящего в трещину и выходящего из нее потоков фильтрата.

Приведенное обоснование физического механизма образования таких зон позволяет распространить полученные результаты и на случай нелинейного закона Дарси, а также на случай составных трещин, или трещин, отличных по форме от прямолинейных отрезков, но изолированных от других трещин. Действительно, описанное выше условие сопряжения входящих и выходящих из таких трещин потоков жидкости и в этих случаях требует выполнения условия нулевых скоростей и градиентов давления в точке контакта этих потоков, что является предпосылкой формирования застойных зон вблизи этих точек. Отметим также, что учет анизотропии проницаемости пористой среды также принципиальным образом не влияет на полученные результаты, поскольку в этом случае картина фильтрационного течения получается простым растяжением или сжатием описанной выше картины течения по одной из осей координат. Очевидно, все приведенные рассуждения будут справедливы и для изолированных каверн в пористой среде.

Вывод, заключающийся в том, что изолированные трещины являются причиной формирования застойных областей вблизи этих трещин, важен для понимания и объяснения механизмов повышениия нефтеотдачи высокообводненных продуктивных пластов при применении стимулирующих технологий воздействия на пласты, так как наличие трещин разного масштаба, рассеянных по пласту, является характерной особенностью практически всех нефтесодержащих коллекторов. Отсюда следует, что наличие застойных или слабодренлируемых зон, сопряженных с такими трещинами, является характерной и типичной особенностью практически всех коллекторов, включая и изначально однородные по физико-механическим свойствам породы, ставшие трещиноватыми с течением времени в ходе деформационных процессов.

С рассматриваемых позиций простое объяснение получают положительные эффекты от применения различных стимулирующих технологий, таких, например, как технология смены направлений фильтрационных по-

токов. Действительно, при смене направления потока происходит смещение точек нулевых скоростей (точек с на рис. 4.1) вдоль берегов трещин и зоны, бывшие застойными, попадают в области более активного движения. Более того, если существует некоторое направление преимущественного ориентирования трещин в пласте, то может быть определено и направление оптимального вытеснения пластового флюида — как показано на рис. 4.1а, застойных зон вообще не образуется при направлении вытесняющего потока, ортогональном направлению трещины.

Эффект, часто наблюдающийся при пуске в эксплуатацию добывающих скважин после их длительной остановки, и заключающийся в некотором росте дебитов по нефти, может объясняться расформированием застойных зон, сопряженных с рассеянными по пласту трещинами различного масштаба, за счет действия капиллярных сил.

С рассматриваемых позиций потенциально перспективными представляются технологии воздействия на продуктивные пласты, приводящие к изменению их напряженного состояния, поскольку величина раскрытия трещин, их геометрия зависят от изменения напряженно-деформированного состояния массива породы в достаточно широком диапазоне значений сжимающих нагрузок. Так, например, повышение пластового давления приводит к снижению сжимающих напряжений в пласте и, соответственно, к росту размеров трещин и смещению точек нулевых скоростей и застойных зон. Необходимо, вместе с тем, отметить, что, как следует из представленных выше решений, характерный размер застойных зон пропорционален размеру трещин и при их росте размер этих зон также увеличивается, что может снизить эффект от смещения застойных зон при повышении пластового давления. Напротив, при понижении пластового давления (если это технологически допустимо) эффект от смещения застойных зон при уменьшении размеров трещин суммируется с эффектом уменьшения характерных размеров этих зон, то есть понижение пластового давления может приводить, с рассматриваемых позиций, к большей активизации фильтрационного движения в застойных зонах.

Эффекты площадного снижения обводненности добываемой продукции при волновом воздействии на пласт, которые невозможно рациональным образом объяснить прямым воздействием упругих волн на пористую среду или пластовый флюид из-за исчезающе малой интенсивности этих волн при удалении от источника на большие расстояния (см. гл. 5), также могут объясняться последовательной разгрузкой породы от избыточных напряжений, инициируемой волновым воздействием, и соответствующей активизацией фильтрационных течений в застойных зонах, сопряженных с трещинами.

К изменению напряженного состояния пласта в воронке депрессии (репрессии) и, соответственно, к описанным выше эффектам приводит и форсированный отбор (закачка) жидкости. При этом увеличение скоростей вытеснения также приводит к уменьшению характерных размеров застойных зон.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно заключить, что эффекты локального взаимодействия трещин с фильтрационными потоками в пористой среде играют важную роль в распределении остаточных запасов нефти и это должно учитываться при планировании применения технологий стимулирующего воздействия на продуктивные пласты.

4.2. Анализ особенностей распределения упругих напряжений в массиве горных пород при разработке слоисто-неоднородных продуктивных пластов

Деформационные процессы в горных породах при разработке залежей нефти и газа традиционно исследуются для оценки влияния этих процессов на фильтрационное течение в пластах, а также для более точной интерпретации данных промысловых геофизических исследований [26, 28, 29, 57 и др.]. В настоящее время важную роль приобретает анализ возможных геоэкологических последствий разработки залежей нефти и газа, вызываемых изменением порового давления в разрабатываемом пласте и соответствующим переходом массива горных пород к новому состоянию равновесия, отличному от исходного устойчивого состояния, сформировавшегося за длительное время геологических масштабов. Это относится к проблемам, связанным с проседанием дневной поверхности над разрабатываемым месторождением и с процессами наведенной сейсмичности, вызываемой возмущениями напряженно-деформированного состояния горной породы [55]. С особенностями распределения упругих напряжений в продуктивных пластах связаны также закономерности распределения остаточных запасов нефти в высокообводненных пластах, находящихся на поздней стадии разработки, поэтому анализ этих особенностей необходим для разработки научных основ технологий воздействия на продуктивные пласты, таких, например, как вибросейсмическое или ударно-волновое воздействие, для которых процесс перераспределения упругих напряжений, накапливающихся в массиве породы в процессе разработки залежи, является существенным фактором, влияющим на эффективность воздействия (см. гл. 5).

В общем случае соответствующие решения неоднородных уравнений упругого равновесия горной среды могут быть исследованы только с помощью численных методов, но вместе с тем в плоской постановке двумерных задач теории упругости существует класс точных аналитических решений, во многих случаях позволяющий провести качественный и достаточно полный количественный анализ некоторых закономерностей пространственного распределения напряжений в массиве горных пород, в том

числе и с учетом его слоистой неоднородности, являющейся характерной особенностью строения практически всех существующих пород.

Эти решения имеют вид [88]:

$$\sigma_x = \text{Sin}\alpha x \cdot f'(z), \sigma_z = -\alpha^2 \cdot \text{Sin}\alpha x \cdot f(z), \tau = -\alpha \cdot \text{Cos}\alpha x \cdot f'(z). \quad (4.1)$$

Здесь через σ_x , σ_z и τ обозначены соответственно компоненты напряжений вдоль осей x и z и касательное напряжение. Функция $f(z)$ является решением уравнения

$$\alpha^4 \cdot f - 2\alpha^2 \cdot f'' + f''' = 0$$

и имеет вид:

$$f = C_1 \cdot \text{ch } \alpha z + C_2 \cdot \text{sh } \alpha z + C_3 \cdot z \cdot \text{ch } \alpha z + C_4 \cdot z \cdot \text{sh } \alpha z, \quad (4.2)$$

где α , C_1 , C_2 , C_3 , C_4 — константы, определяемые граничными условиями и условиями сопряжения на границах раздела слоев с различными свойствами, расположенных ортогонально оси z . Как известно, уравнения упругого равновесия в плоской постановке описывают как плоско-напряженное, так и плоско-деформированное состояние, различие между которыми будет определяться только зависимостью компонент деформации от напряжений, которая в данном случае будет отличаться слагаемыми порядка v^2 , где v — коэффициент Пуассона, значение которого для большинства горных пород находится в диапазоне 0.1–0.3. Поэтому в дальнейшем для определенности будем рассматривать только случай плоско-напряженного состояния среды, учитывая, что все качественные и количественные оценки с указанной точностью переносятся и на случай плоско-деформированного состояния.

С учетом сказанного соотношения для смещений u и v вдоль осей x и z , соответствующие решениям типа (4.1)–(4.2), принимают вид:

$$u = -\text{Cos}\alpha x \cdot (f'' + v \cdot \alpha^2 \cdot f) / \alpha E, v = -\text{Sin}\alpha x \cdot [(2 + v) \cdot f' - f'' / \alpha^2] / E, \quad (4.3)$$

где E — модуль Юнга упругой среды.

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что решения, описываемые выражениями (4.1)–(4.3), действительно удовлетворяют уравнениям упругого равновесия:

$$\sigma_{xx} + \tau_{yz} = 0, \sigma_{zz} + \tau_{yx} = 0 \quad (4.4)$$

и необходимым условиям совместности.

Отметим, что анализ свойств решений вида (4.1)–(4.3) при различных значениях α позволяет оценивать поведение решений практически при любой форме возмущений вдоль оси x в силу известного свойства решений

линейных уравнений, заключающегося в возможности представления этих возмущений в виде некоторых тригонометрических рядов.

Наиболее простой задачей, решение которой может быть проанализировано с помощью решений указанного вида, является задача распределения упругих напряжений в массиве горных пород вокруг продуктивного пласта, инициируемых знакопеременными возмущениями напряжений в самом пласте. Будем полагать, что напряжения σ_z на кровле и подошве продуктивного пласта изменяются по закону

$$\sigma_z = \sigma_{z \max} \cdot \sin \alpha \cdot x, \quad (4.5)$$

а касательные напряжения на границах пласта при условиях симметрии и относительной малости толщины пласта ($z \approx 0$) будем считать нулевыми. Тогда с учетом условия затухания возмущений при $z \rightarrow \pm\infty$ соотношения, описывающие распределение напряжений в горной породе выше пласта (распределение напряжений ниже пласта, то есть при $z < 0$, будет симметричным) принимает вид:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sigma_{z \max} \cdot (1 - \alpha \cdot z) \cdot \sin \alpha \cdot x \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \\ \sigma_z &= \sigma_{z \max} \cdot (1 + \alpha \cdot z) \cdot \sin \alpha \cdot x \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \\ \tau &= -\sigma_{z \max} \cdot \alpha \cdot z \cdot \cos \alpha \cdot x \cdot \exp(-\alpha \cdot z). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Как следует из приведенного решения, характерная глубина затухания напряжений в массиве горных пород $z^* = 1/\alpha$ определяется длиной волны возмущения напряжений в продуктивном пласте — чем больше длина волны, тем дальше возмущения распространяются и за пределы продуктивного пласта. Отметим свойство напряжения σ_x , которое заключается в изменении знака этого напряжения при удалении от границ пласта на расстояние $z = z^*$. Если непосредственно над пластом ($z \approx 0$) знак напряжения вдоль оси x совпадает со знаком напряжения вдоль оси z , то при удалении от пласта на расстояние, большее величины z^* , напряжение σ_x меняет знак на противоположный. Касательные напряжения в породе, инициированные знакопеременными вертикальными напряжениями в продуктивном пласте, достигают максимума при удалении от пласта на расстояние, примерно равное одному-двум характерным масштабам z^* .

Таким образом, неоднородность упругих напряжений в продуктивном пласте, возникающая при его разработке по различным причинам — из-за площадной неоднородности физико-механических свойств пласта, из-за формирования областей повышенного и пониженного пластового давления и т. д. — приводит к образованию областей сложно-напряженного состояния и в массиве пород, расположенном выше и ниже продуктивного пласта, при этом характерные размеры указанных областей примерно равны характерному расстоянию между неоднородностями в продуктив-

ном пласте. Так, например, если расстояние между нагнетательными и добывающими скважинами, являющимися источниками неоднородности пластового давления, равняется 500–600 метров, то, как следует из приведенных выше соотношений, область напряжений, наведенных в массиве горных пород этими источниками, в вертикальном направлении будет характеризоваться такими же масштабами.

В силу линейности уравнений на поле знакопеременных в плоскости xz напряжений может быть наложено аналогичное, но знакопеременное в плоскости yz поле. Результирующее решение будет, по существу, описывать уже пространственную, трехмерную картину распределения периодических напряжений в породе, инициируемых возмущениями напряжений в продуктивном пласте. Очевидно, что в этом случае за характерное расстояние между неоднородностями в пласте целесообразно принимать расстояние между минимумами или максимумами напряжений, которое будет в $\sqrt{2} \approx 1.41$ раза больше длины плоской волны $2 \cdot \pi \cdot z^*$, в то время как глубина затухания возмущений вне пласта будет определяться прежней величиной, следующей из решения плоской задачи. Это значит, что двумерные в плоскости xz возмущения напряжений инициируют в массиве горной породы область напряжений, по глубине примерно в полтора раза меньшую, чем характерные расстояния между двумерными неоднородностями в продуктивном пласте. Отсюда можно заключить, что затухание двумерных возмущений упругих напряжений при удалении от продуктивного пласта вглубь породы происходит быстрее, чем затухание одномерных плоских возмущений с такими же характерными размерами.

Решение задачи о распределении напряжений внутри продуктивного пласта также описывается с помощью соотношений (4.1)–(4.3). Для этого рассмотрим однородный продуктивный пласт толщиной $2h$, на кровле и подошве которого ($z = \pm h$) заданы нормальные напряжения в виде соотношений (4.5) и нулевые касательные напряжения. Последнее условие принято для упрощения выкладок и, в принципе, может быть заменено на другое условие, более соответствующее какой-либо конкретной постановке задачи. Физически принятое условие соответствует случаю большой жесткости вмещающих пород, значительно превышающей жесткость продуктивного пласта.

Приведенные граничные условия однозначно определяют значения констант в соотношениях (4.1)–(4.3), анализ которых показывает, что величина напряжений σ_x составляет лишь малую часть напряжений $\sigma_{z \max}$. Так, на оси $z = 0$ при условии $\alpha \cdot h \ll 1$ для амплитуды напряжения σ_x справедлива оценка $\sigma_{x \max} \sim 0.16(\alpha \cdot h)^2 \sigma_{z \max}$, а при условии $\alpha \cdot h \sim 1$ соответствующая оценка имеет вид $\sigma_{x \max} \sim 0.13 \cdot \sigma_{z \max}$ и это значит, что независимо от упругих свойств продуктивного пласта и, в частности, независимо от его жесткости, продольные (вдоль оси x) компоненты напряжений, развивающиеся внутри

пласта, по величине будут незначительными в сравнении с иницирующими их знакопеременными вертикальными напряжениями σ_z .

Анализ показывает, что ситуация принципиально меняется, если внутри продуктивного пласта присутствует пропласток, обладающий значительно большей жесткостью, чем жесткость пород основного пласта. Обозначим отношение модуля Юнга E_1 жесткого пропластка толщиной $2h_1$ ($|z| < h_1$) к модулю Юнга E основного пласта толщиной $2h$ ($|z| < h$) через S : $S = E_1/E$, значения коэффициентов Пуассона ν для упрощения будем считать одинаковыми. В этом случае функция $f(z)$, определяемая значениями констант, входящих в выражение (4.2), будет различной для областей, соответствующих жесткому пропластку и основному пласту. Все константы однозначно определяются условиями сопряжения на границах областей, заключающихся в равенстве нормальных и касательных напряжений на этих границах, а также равенстве соответствующих смещений u и v .

При условиях $S \gg 1$, $h_1/h \ll 1$, $A = (h_1/h) \cdot S \ll 1$ анализ соответствующих соотношений существенно упрощается и результирующая формула для амплитуды продольного напряжения $\sigma_{x \max}$ на оси $z = 0$ принимает вид:

$$\sigma_{x \max} = -\sigma_{z \max} \cdot S \cdot [(1 - \nu) \cdot sh \alpha \cdot h - (1 + \nu) \cdot \alpha \cdot h \cdot ch \alpha \cdot h] / (\alpha \cdot h + ch \alpha \cdot h \cdot sh \alpha \cdot h),$$

из которого следует, что при условии $\alpha \cdot h \ll 1$, то есть в случае, когда длина волны значительно превышает толщину пласта, амплитуда напряжения σ_x в продольном направлении будет определяться соотношением

$$\sigma_{x \max} \sim \nu \cdot S \cdot \sigma_{z \max},$$

а при условии $\alpha \cdot h \sim 1$ ($\nu = 0.3$) соотношением

$$\sigma_{x \max} \sim 0.4 \cdot S \cdot \sigma_{z \max}.$$

Из приведенных выражений следует, что наличие тонкого ($h_1/h \ll 1$) и жесткого ($S = E_1/E \gg 1$) пропластка внутри продуктивного пласта приводит к существенному увеличению продольных напряжений, особенно в жестком пропластке, в котором эти напряжения могут даже превысить величину иницирующих их вертикальных знакопеременных напряжений σ_z . Физически это объясняется тем, что жесткий пропласток снижает возможность продольного (горизонтального) смещения упругой среды, что и приводит к развитию сил бокового распора в этом пропластке.

Из полученных результатов следует, что в отличие от случая однородного пласта при деформировании слоисто-неоднородных продуктивных пластов при существенном различии упругих модулей составляющих их пропластков будут формироваться как области повышенной концентрации продольных напряжений, так и области меньших продольных напряжений, что,

в частности, приводит к образованию областей большего и меньшего раскрытия вертикальных трещин, играющих важную роль в формировании локальных фильтрационных потоков в пласте и распределении малоподвижных или неподвижных целиков нефти при высокой обводненности пластов.

Третьим важным типом задач, решение которых может быть проанализировано с использованием соотношений вида (4.1)–(4.3), являются задачи связанные с продольной устойчивостью слоисто-неоднородных упругих сред. В отличие от рассмотренных выше задач в данном случае длина волны возмущения напряжений является не задаваемой, а определяемой величиной. Отметим, что задача потери устойчивости жесткого или «компетентного» слоя, окруженного податливой средой, под действием продольных сил традиционно рассматривается в предположении, что горная среда является высоковязкой жидкостью [32], что приемлемо при описании процессов деформирования горной среды в геологических масштабах времени, исчисляемых сотнями миллионов лет. Решения типа (4.1)–(4.3) позволяют проанализировать процесс потери устойчивости слоисто-неоднородной горной среды в предположении ее упругого поведения, то есть в соответствии с реологией, характерной для быстропротекающих процессов в горной среде, в частности, для процессов перераспределения упругих напряжений, инициируемых разработкой залежи.

Для решения этой задачи рассмотрим периодическую и неограниченную по оси z систему упругих слоев с различными значениями упругих модулей: E_1 — значение модуля Юнга для жестких слоев, E — для более мягких слоев. Пусть толщина жестких слоев составляет величину $2h_1$, толщина более мягких слоев — $2h$, значения коэффициентов Пуассона ν во всех слоях будем для упрощения выкладок принимать равными. На средней линии каждого из слоев в силу симметрии ставится условие отсутствия касательных напряжений и условие равенства нулю вертикального смещения среды v . На границах раздела слоев аналогично постановке предыдущих задач ставятся условия сопряжения, заключающиеся в равенстве нормальных и касательных напряжений и смещений среды.

Вообще говоря, частным периодическим решением уравнений равновесия, удовлетворяющим этим условиям и имеющим вид (4.1)–(4.3), является нулевое решение, соответствующее невозмущенному состоянию системы упругих слоев. Вместе с тем существуют случаи, когда описанным граничным условиям удовлетворяет и некоторое ненулевое решение, соответствующее другому состоянию равновесия периодической системы упругих слоев. Физически эта ситуация аналогична процессу потери устойчивости слоисто-неоднородной упругой системы под действием продольных сил. Коэффициенты соответствующих функций $f(z)$ при описанных выше условиях определяются однородной системой линейных уравнений, из которой следует характеристическое уравнение, определяющее условия существования такого ненулевого решения.

Опуская промежуточные выкладки и принимая для упрощения приближения $S = E_1/E \gg 1$, $h_1/h \ll 1$, физически соответствующие тому, что более жесткие пропластки имеют меньшую толщину, приведем окончательное выражение характеристического уравнения:

$$(\alpha \cdot h)^2 \cdot (1 + \nu)^2 + 2A \cdot h^2 (\alpha \cdot h) = 0.5 \cdot \alpha \cdot h \cdot (1 + \nu) \cdot (3 - \nu) \cdot \text{sh}(2\alpha \cdot h), A = (h/h_1)/S, (4.7)$$

определяющего собственное значение α .

Как следует из анализа уравнения (4.7) при условии $A > 1 - \nu^2 \sim 1$, помимо нулевого корня $\alpha = 0$ будет существовать и второй корень $\alpha = \alpha^* \neq 0$, поскольку правая часть уравнения (4.7) при увеличении аргумента $\alpha \cdot h$ растет быстрее левой части. В то же время в окрестности начала координат, то есть, при $\alpha \cdot h \approx 0$, правая часть уравнения (4.7) как функция аргумента $\alpha \cdot h$ имеет меньшую вторую производную, чем левая часть, и соответствующая кривая выходит из нулевой точки ниже, чем кривая, соответствующая левой части. Отсюда следует, что при возрастании аргумента $\alpha \cdot h$ эти кривые обязательно пересекутся в некоторой точке α^* , которая и будет являться искомым ненулевым корнем уравнения (4.7), причем значение α^* будет тем больше, чем больше величина параметра A . Другими словами, исследуемая система упругих слоев допускает существование неединственного состояния равновесия, то есть допускает потерю своей продольной устойчивости, по крайней мере, при указанных выше условиях. При этом длина волны деформации пропорциональна величине $1/\alpha^*$ и будет тем меньше, чем тоньше жесткие слои и ниже их жесткость.

Отметим, что при другой постановке задачи, когда упругая система состоит только из одного жесткого слоя, окруженного более мягкой неограниченной по оси z упругой средой, ненулевых корней характеристического уравнения не существует. Физически это означает, по-видимому, что условие загущения возмущений на бесконечности подавляет их развитие в жестком слое и система не теряет продольной устойчивости.

Таким образом, неограниченная по оси z пачка упругих слоев, различающихся по толщине и жесткости, может терять продольную устойчивость. Очевидно, что это свойство должно сохраняться и при ограниченной по толщине пачке, содержащей достаточно большое количество чередующихся слоев с различной жесткостью. Заметим, что предпосылкой потери продольной устойчивости слоисто-неоднородной упругой системы может являться и вертикальное нагружение слоев в тех случаях, когда отсутствует возможность их горизонтального смещения и развиваются продольные силы, обусловленные эффектом бокового распора. Именно такая ситуация характерна для процессов упругого деформирования продуктивных пластов при изменении в них порового давления, то есть в процессе разработки залежи.

Таким образом, формирование областей сложно-напряженного состояния породы, периодически распределенных по площади продуктивно-

го пласта, может быть обусловлено не только наличием неоднородностей площадного характера, но и процессом потери продольной устойчивости при вертикальном нагружении пластов со слоистой неоднородностью их физико-механических свойств, являющейся характерной особенностью практически всех существующих горных сред. Другими словами, послойная неоднородность горной среды может являться причиной появления площадной неоднородности ее напряженно-деформированного состояния при изменении пластового давления даже при отсутствии исходной площадной неоднородности горной породы.

Как отмечалось выше, формирование областей концентрации и разгрузки продольных напряжений по площади продуктивного пласта и, соответственно, формирование областей большего или меньшего раскрытия вертикальных трещин, является фактором, влияющим на характер вытеснения пластового флюида и способствующим образованию целиков неподвижной и малоподвижной нефти. Отсюда можно сделать вывод, что геолого-технические мероприятия, такие, например, как ударно-волновое воздействие на пласты, направленные на выравнивание или релаксацию избыточных напряжений, накапливающихся в продуктивном пласте и окружающих его породах в процессе разработки пласта, могут привести к существенному повышению нефтеотдачи высокообводненных пластов за счет соответствующего перераспределения фильтрационных потоков и вовлечения в фильтрационное движение остаточных запасов нефти из застойных зон.

4.3. Особенности процессов газоотдачи литологически неоднородных газовых залежей

Неоднородность физико-механических свойств коллекторов нефти и газа и, в частности, их слоистая неоднородность, как было отмечено выше, оказывает существенное влияние на характер протекания фильтрационных процессов в залежи при ее разработке. Как будет показано в этом разделе, слоистая неоднородность при наличии развитой системы литологических окон, обуславливающих гидро- и газодинамическую связь проницаемых пластов и пропластков, способствует развитию процессов газирования подошвенных вод и продвижению высвобождающегося газа в газовую часть залежи. Проведенный анализ показывает также возможность достаточно интенсивной разгрузки пластового давления в низкопроницаемых газонасыщенных пластах, относимых к категории пассивных, через литологические окна, что в действительности может обеспечивать вполне эффективное участие таких пластов в общем процессе разработки

залежи. Таким образом, учет указанных процессов может привести к существенному изменению оценки потенциально извлекаемых запасов газа в залежи и поэтому должен предусматриваться в проектах разработки газовых месторождений.

4.3.1. Влияние слоистой неоднородности газовой залежи на процессы разгазирования пластовых вод

Роль процессов разгазирования пластовых вод как фактора восполнения запасов добываемого газа является предметом многолетних дискуссий в среде специалистов газовой промышленности [15, 21, 22, 85, 94 и др.]. Основанием для этой дискуссии является факт неоднократной корректировки запасов газа в сеноманских залежах в Западной Сибири в сторону увеличения, объяснение чего с позиций только лишь уточнения фильтрационно-емкостных свойств коллекторов в настоящее время считается недостаточным.

В отношении возможности пополнения запасов газа в залежи за счет газа, выделяющегося из подошвенной воды по мере снижения пластового давления в залежи, существует мнение [94 и др.], что этот процесс действительно реализуется и дегазация подошвенных вод на действующих промыслах происходит в промышленно значимых объемах. Вместе с тем, надо отметить, что в обосновании этой позиции присутствует серьезный недостаток, заключающийся в недооценке фактора существования предельной газонасыщенности, при которой газовая фаза приобретает подвижность. В указанных выше монографиях на основании детального анализа механизма процесса разгазирования подошвенных вод при снижении пластового давления в разрабатываемых месторождениях, делается вывод о том, что количества растворенного в пластовых водах газа явно недостаточно, чтобы превысить уровень предельной газонасыщенности, при которой выделяемый газ приобретает возможность движения в водонасыщенной пористой среде.

В то же время, вывод о невозможности движения газа, выделяющегося в водонасыщенной толще газовой залежи существенным образом изменится, если отказаться от неявного предположения, исходя из которого в указанных работах анализируются процессы газовыделения. Это предположение заключается в том, что выделяющийся свободный газ равномерно распределен по всей водонасыщенной толще, в действительности же реальный процесс газовыделения может иметь очаговый характер, то есть разгазирование подошвенных вод, поднимающихся в газовую часть залежи по мере падения пластового давления, наиболее активно будет происходить в окрестности литологических окон.

Одной из причин, обуславливающих очаговый характер разгазирования подошвенной воды и поступление выделяющегося из воды газа в газовую часть залежи, может служить слоистая неоднородность залежи. Вследствие такого строения залежи движение выделяющегося газа вверх

происходит по путям, направление которых определяется положением литологических окон (рис. 4.2). При этом к литологическим окнам вода поступает через относительно узкие, со средней толщиной $\sim 3-4$ м [15, 85], горизонтальные пропоницаемые слои, при входе в которые происходит концентрирование водных потоков, а при выходе — наиболее интенсивное их разгазирование. Выделяющийся в этих зонах газ продвигается в газовую часть залежи, также не «размазываясь» по всей толще, а в виде относительно узких газовых шлейфов, порождаемых очагами разгазирования.

Для количественной оценки интенсивности процессов газовыделения в этом случае необходимо учитывать объемы выделяющегося газа, определяемые градиентами давления в движущейся жидкости.

Действительно, в соответствии с законами фильтрации давление в каждом выделенном элементарном объеме фильтрующейся жидкости убывает по мере его продвижения в пористой среде и, следовательно, пропорциональным образом должно уменьшаться и количество растворенного в нем газа. Соответственно, в каждом элементарном объеме пористой среды, через который протекает предельно газонасыщенная жидкость, происходит непрерывное накапливание выделяющегося из фильтрующейся воды избыточного газа до тех пор, пока объем выделившегося газа в данной точке пористой среды не будет достаточен для его движения. Таким образом, при анализе процесса разгазирования движущейся жидкости, вообще говоря, необходимо учитывать не только выделение газа, обусловленное общим снижением давления в жидкости, но и выделение газа, обусловленное наличием градиента давления или, что эквивалентно, градиента концентрации газа, растворенного в движущейся жидкости.

Аналитически процесс разгазирования жидкости в каждой точке пористой среды с учетом двух указанных факторов при одномерном движении этой жидкости вдоль оси x может быть описан следующим образом:

$$c_t + (u \cdot c)_x + (c_{га})_t = 0. \quad (4.7)$$

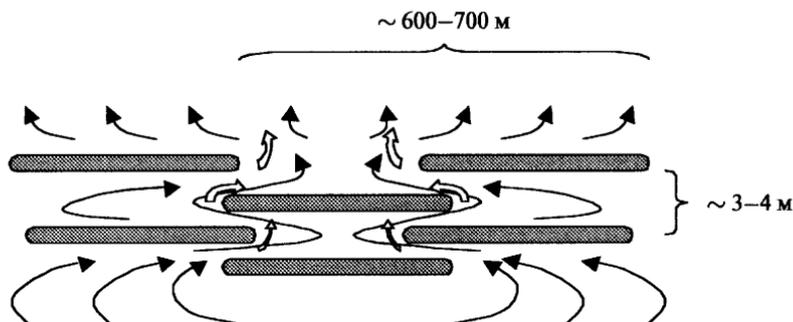


Рис. 4.2.

Здесь переменными c и $c_{св}$ обозначены концентрации растворенного в воде и выделяющегося из нее свободного газа, переменной u — скорость фильтрационного движения жидкости, индексы t и x означают операции дифференцирования по времени и пространственной координате. Отметим, что в случае пространственного (трехмерного) движения в правой части соотношения (4.7), являющегося выражением баланса потоков газа в каждом элементарном объеме пористой среды, вместо выражения $(u-c)_x$ будет стоять выражение $\text{div}(u-c)$.

Для удобства дальнейшего анализа вместо концентрации свободного газа $c_{св}$ будем использовать пропорциональную ей величину V — нормализованный объем свободного газа, а функцию $c(P)$, выражающую зависимость количества растворенного газа от давления P в жидкости, будем считать линейной. Тогда выражение (4.7) при условии слабой сжимаемости жидкости ($u_x \sim 0$) примет вид:

$$-V_t = k \cdot (P_t + u \cdot P_x), \quad (4.8)$$

где k — соответствующий размерный коэффициент.

В предположении «размазанности» процесса разгазирования по всему водонасыщенному объему слагаемое $u \cdot P_x$ в правой части уравнения (4.8) будет мало в сравнении со слагаемым P_t . Но при учете концентрации потоков в узких горизонтальных слоях, то есть, при учете существенного роста как величины u , так и величины P_x вблизи литологических окон, это слагаемое возрастает на 1–2 порядка и становится сравнимым со слагаемым, описывающим газовыделение за счет снижения давления в жидкости P_t . При движении жидкости в наиболее узких проницаемых слоях слагаемое $u \cdot P_x$ в уравнении (4.8) может даже стать определяющим.

Действительно, согласно данным о слоистой неоднородности сеноманских отложений, приведенным в указанных выше монографиях, непроницаемые прослои имеют прерывистую структуру с литологическими окнами, обеспечивающими гидродинамическую связь всей водонасыщенной толщцы. В среднем, горизонтальный размер одной структурной пары, состоящей из проницаемой и непроницаемой частей, можно оценить величиной в 600–700 метров, средний вертикальный размер проницаемого слоя — в 3–4 м (рис. 4.2). Вертикальный подъем пластовой воды над поверхностью такой пары обеспечивается подводом воды через узкий горизонтальный проницаемый слой. Поэтому скорость движения воды внутри этого проницаемого слоя примерно во столько же раз (~70–100 раз, в зависимости от их формы) может превышать скорость вертикального подъема жидкости над поверхностью пары, во сколько половинный горизонтальный размер этой пары превышает вертикальный размер проницаемого слоя.

Отсюда следует, что при характерной скорости вертикального движения газовой контакта, оцениваемой примерно в ~1–2 м/год, слагае-

мое $u \cdot P_x$ в уравнении (4.8) будет в несколько раз ($\sim 3-5$) превышать слагаемое P_t . Если учесть, что по некоторым данным [21] реальная вертикальная «псевдопроницаемость» коллектора, обусловленная его слоистой неоднородностью, в несколько раз ниже, чем это следует из оценок, приведенных в указанных выше работах, то это означает, что оценка величины слагаемого $u \cdot P_x$ должна быть еще более увеличена.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно заключить, что описанный механизм разгазирования подошвенных вод, основанный на учете локализованного очагового характера газовыделения, может служить обоснованием вывода о возможности пополнения извлекаемых запасов газа за счет выделения газа, растворенного в подошвенных водах.

4.3.2. Исследование динамики процессов газотдачи низкопроницаемых пластов

Для оценки возможности разгрузки пластового давления в низкопроницаемых пластах через литологические окна (рис. 4.3 а, б) было аналитически и численно исследовано одномерное уравнение пьезопроводности в линейной и нелинейной постановке:

$$(P^2)_t = \chi \cdot (P^2)_{xx}, \quad (4.9)$$

где P^2 — функция пластового давления P , χ — коэффициент пьезопроводности, t — время, x — пространственная координата. В случае цилиндрической симметрии исследовалось уравнение вида:

$$(\Gamma \cdot P^2)_t = \chi \cdot [\Gamma \cdot (P^2)]_{rr}.$$

В линейном случае коэффициент пьезопроводности χ принимался постоянным и равным $k \cdot P_0 / m \cdot \mu$, где k — проницаемость, m — пористость

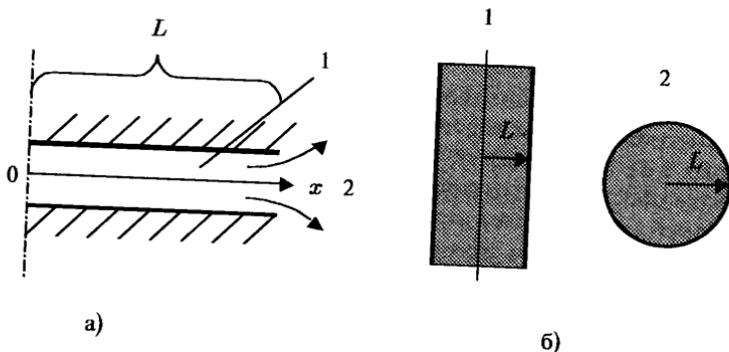


Рис. 4.3.

пласта, μ — динамическая вязкость газа, P_0 — характерная величина пластового давления, за которую была выбрана величина начального пластового давления. В нелинейном случае коэффициентом пьезопроводности является переменная величина $k \cdot P / m \cdot \mu = (k \cdot P_0 / m \cdot \mu) \cdot (P / P_0)$, где $P(x, t)$ — давление в данной точке (x, t) . Далее, при анализе результатов численных расчетов вместо переменных x, r, t и P будут использоваться безразмерные переменные $x/L, r/L, \chi \cdot t/L^2, P/P_0$. В нелинейном случае в качестве обезразмеривающего параметра используется постоянная составляющая коэффициента пьезопроводности χ , равная $k \cdot P_0 / m \cdot \mu$.

Из уравнения (4.9) следует, что при характерном расстоянии от литологического окна до центральной линии пласта ($x = 0$), равном L , определяющим параметром задачи будет являться величина L^2/χ , которую физически можно интерпретировать как характерное время распространения конечного изменения давления от границы пласта до его центра. Действительно, численное решение уравнения (4.9) при начальном условии $P/P_0 = 1$ и граничном условии $P/P_0 = 0$ при $t > 0, x/L = 1$, представленное на рис. 4.4, показывает, что в течение нескольких единиц безразмерного времени $\chi \cdot t/L^2$ величина давления P/P_0 в центре пласта приближается к нулевому давлению на границе.

В случае плоской симметрии пласт в плане представляет собой бесконечную полосу, в случае цилиндрической симметрии пласт представляется кругом, то есть качественно решение одномерной задачи в первом случае соответствует вытянутому в одном направлении пласту, в другом случае постановка задачи больше соответствует замкнутой форме пласта,

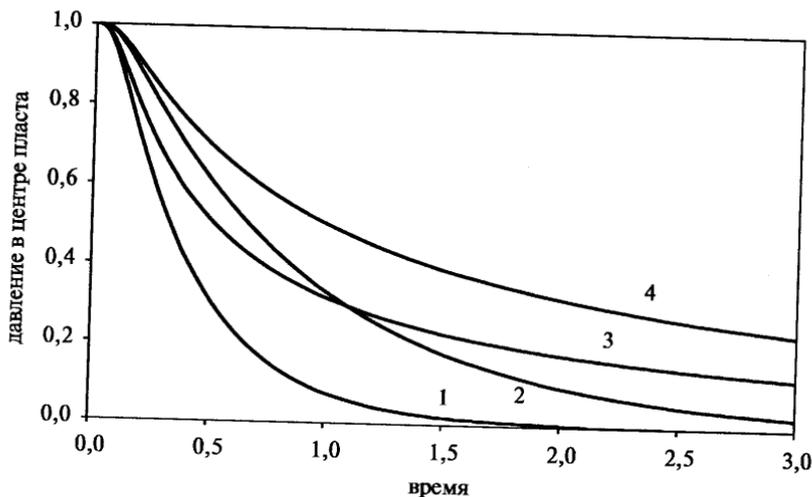


Рис. 4.4.

близкой к круговой (рис. 4.3б). Как и следовало ожидать, в случае пласта круговой формы (кривые 1, 3) разгрузка давления в центре происходит интенсивнее, чем в плоском случае (кривые 2, 4) из-за относительно большего влияния границы пласта, охватывающей всю площадь пласта. Кроме того, как можно видеть на рис. 4.4, кривые 3 и 4, соответствующие нелинейному варианту, приближаются к нулю медленнее, чем кривые 1 и 2, и это объясняется тем, что в нелинейном случае с уменьшением давления эффективное значение коэффициента пьезопроводности также уменьшается и процесс распространения возмущений давления от границы к центру пласта замедляется. Отметим, что кривым 1 и 2 полностью соответствуют известные решения из классической теории теплопроводности [36] и это соответствие свидетельствует о точности проводимых расчетов.

Случай ступенчатого изменения давления на границе пласта рассматривается здесь лишь с целью качественного анализа скорости изменения давления в центральной части пласта, позволяющего заключить, что давление в центре пласта изменяется с отставанием от изменения давления на его границе и это отставание по времени зависит от величины параметра L^2/χ . Реальной ситуации при разработке месторождений в большей мере соответствует постепенное изменение давления в залежи и, соответственно, в литологических окнах, и это изменение можно принять подчиняющимся экспоненциальному закону вида $\exp(-t/T)$, где T — характерное время изменения пластового давления в залежи.

Приведенная экспоненциальная зависимость, характеризующая изменение пластового давления на границе, позволяет при соответствующем подборе характерного времени T с хорошей точностью описать реальное снижение давления в залежи в процессе ее разработки и в линейном случае допускает существование некоторых точных аналитических решений уравнения пьезопроводности, которые могут быть эффективно применены, как будет показано ниже, и для обобщения результатов численного решения нелинейных задач и задач с однородным начальным распределением пластового давления, что больше соответствует условиям разработки залежи.

Действительно, если допустить, что пластовое давление в зоне литологического окна, то есть при $x/L = 1$ описывается функцией вида

$$P^2 = \exp(-t/T),$$

то нетрудно получить, что в этом случае решением линейного уравнения (4.9) при граничном условии $(P^2)_x = 0$ в центре, то есть, при отсутствии фильтрационного потока на центральной линии пласта, будет являться функция

$$P^2 = \exp(-t/T) \cdot \text{Cos}[(1-x)T^{1/2}]/\text{Cos}(T^{1/2}). \quad (4.10)$$

Из решения (4.10) следует, что давление в центре пласта будет изменяться по закону:

$$P^2 = \exp(-t/\Gamma) / \text{Cos}(1/\Gamma^{1/2})$$

и, если ввести безразмерный параметр Γ^* по формуле

$$\Gamma^* = \Gamma \cdot \text{Ln}[1 / \text{Cos}(1/\Gamma^{1/2})], \quad (4.11)$$

то закон изменения давления в центре пласта примет вид:

$$P^2 = \exp[-(t - \Gamma^*)/\Gamma]. \quad (4.12)$$

Из формулы (4.12) следует, что давление в центре пласта будет повторять изменение давления на его границе с отставанием на величину Γ^* по времени. При этом из анализа выражения (4.11) следует, что при значениях $\Gamma > \sim 2-3$, представляющих практический интерес, величина времени отставания Γ^* с высокой точностью будет равна ~ 0.5 (рис. 4.5, кривая 1) или, в размерных величинах, $\sim 0.5 \cdot L^2/\chi$.

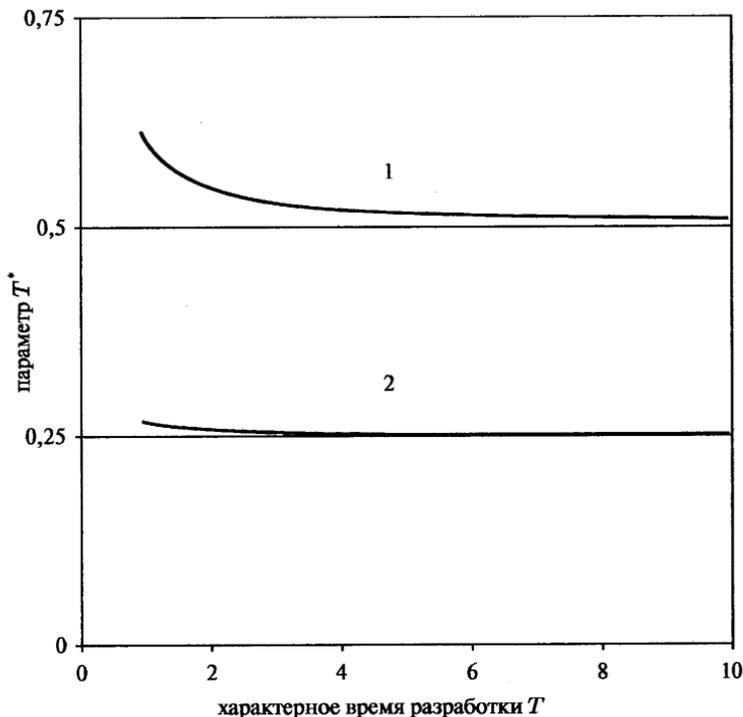


Рис. 4.5.

В случае радиальной симметрии течения газа аналогичное решение имеет вид:

$$P^2 = \exp(-t/T) \cdot J_0(r/T^{1/2})/J_0(1/T^{1/2}),$$

где через J_0 обозначена специальная функция Бесселя первого рода нулевого порядка [83]. Из приведенного решения для параметра T^* в этом случае следует выражение вида:

$$T^* = T \cdot \text{Ln}[1/J_0(1/T^{1/2})],$$

соответствующая кривая для которого на рис. 4.5 обозначена индексом 2. Как следует из вида этой кривой, предельное значение безразмерного параметра T^* , характеризующего время отставания давления в центре пласта от граничных значений, равняется величине 0.25, что в два раза меньше, чем в линейном случае. Как отмечалось выше, это объясняется более активной разгрузкой пластового давления в пласте замкнутой формы.

Несмотря на частный вид решений, используемых для оценки параметра T^* , полученные зависимости имеют достаточно общий характер и, как показывает численный анализ, с соответствующими поправками могут быть использованы в случае нелинейного уравнения пьезопроводности, а также для случая однородного начального распределения давления в пласте. Диапазон изменения параметров T , L , χ , необходимый для численного анализа одномерных задач разгрузки пластового давления в низкопроницаемых пластах через литологические окна, определялся по фактическим данным применительно к условиям разработки сеноманских отложений в Западной Сибири [61 и др.], где характерное время разработки крупных месторождений, то есть, время T существенного изменения пластового давления, может быть оценено интервалом в 25–30 лет. Необходимо отметить, что для функции P^2 , которая входит в уравнение пьезопроводности, соответствующее характерное время T при численном решении должно быть уменьшено из-за квадратичной зависимости от P в два раза, поэтому при проведении дальнейшего анализа, относящегося, главным образом, к условиям разработки крупнейших газовых месторождений Западной Сибири, за характерное время разработки T для функции P^2 принималась величина, равная 12–15 годам. Как отмечалось выше (см. рис. 4.2), средний размер структурной пары, включающей литологическое окно и непроницаемый прослой, может быть оценен величиной в 600–700 м, соответственно, характерная величина L , равная половине длины непроницаемого прослоя (или его радиусу, если форма пласта близка к круговой), будет равна ~ 150–200 м.

Проницаемость пластов, относимых, согласно данным указанного выше отчета, к категории пассивных, то есть, практически не участвующих в процессе разработки газовой залежи, находится в интервале значений ~ 0.2–2 мдарси, их эффективная пористость лежит в интервале значений

0.007–0.064. Динамическая вязкость μ пластового газа, характерная для условий разработки указанных выше газовых месторождений, может быть оценена величинами в интервале значений $\sim 0.01\text{--}0.015$ мПа·с, начальное пластовое давление P_0 в дальнеших оценках принималось равным ~ 10 МПа.

Приведенные данные с учетом уменьшения пластового давления на завершающей стадии разработки залежи до значений в 1.5–2 МПа, позволяют оценить нижнюю, минимально возможную, границу эффективного значения коэффициента проницаемости χ для рассматриваемых низкопроницаемых пластов величиной $\chi_{\min} \sim 3\text{--}4$ см²/с. Отметим, что реальные, практически значимые, величины коэффициентов χ для этой категории пластов измеряются величинами, на порядок и более превышающими величину указанной нижней границы, то есть, величинами, равными нескольким десяткам см²/с.

С учетом значений вышеприведенных параметров, минимальное нижнее значение безразмерного параметра T для расчета функции P^2 в низкопроницаемых пластах, относимых к категории пассивных, может быть оценено величиной в 2–3 единицы, среднее реальное значение этого параметра должно быть принято на порядок большим. По этой причине ниже приводятся и анализируются данные численных расчетов при безразмерных значениях T , равных 2, 10 и 30, которые позволяют с высокой точностью прогнозировать результаты расчетов и при других значениях параметра T .

На рис. 4.6 приведена характерная картина зависимости от времени давления P в центре пласта (кривая 2) и давления на границе (кривая 1) для линейного уравнения проницаемости в случае плоской симметрии при $T = 2$ и при однородном распределении начального пластового давления. Кривая 3 на рис. 4.6 демонстрирует скорость выхода параметра T^* к постоянному значению, определяемому соотношением (4.11) (рис. 4.5). Как следует из приведенных графиков, за время, равное 2–3 безразмерным единицам, решение при однородных начальных данных выходит на решение вида (4.10), определяемое экспоненциальным законом изменения давления на границе пласта.

Поведение кривых, представленных на рис. 4.6, качественно не меняется и при других значениях параметра T . Качественный вид приведенных на этом рисунке зависимостей сохраняется и в случае цилиндрической симметрии с той поправкой, что параметр T^* с течением времени приближается к постоянному значению, равному, соответственно графикам на рис. 4.5, примерно половине значения T^* , соответствующего случаю плоской симметрии (рис. 4.7а). При этом скорость выхода параметра T^* к постоянному значению увеличивается в сравнении со случаем плоской симметрии и этот выход происходит за время, равное $\sim 0.5\text{--}1$ безразмерной единицы, что, как отмечалось выше, обусловлено более активным воздействием граничных условий на поведение давления в центре при круговой форме пласта. Таким образом, при экспоненциальном изменении давления

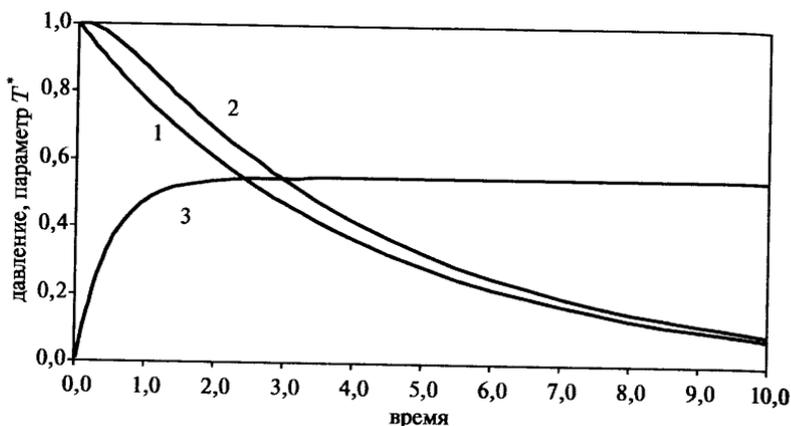
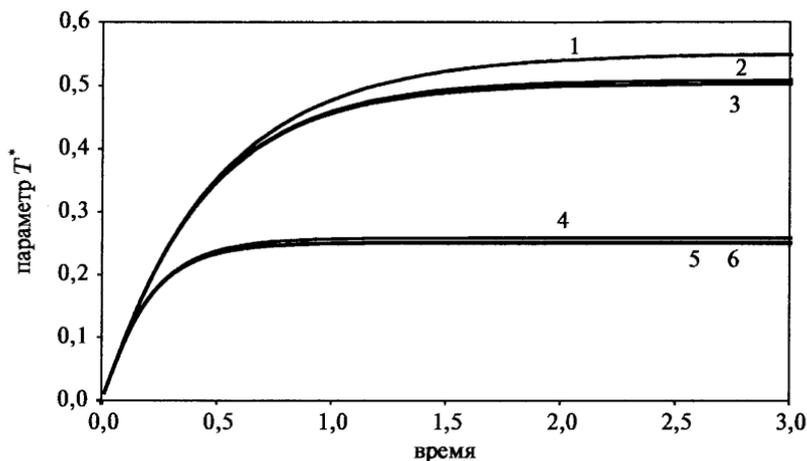


Рис. 4.6.

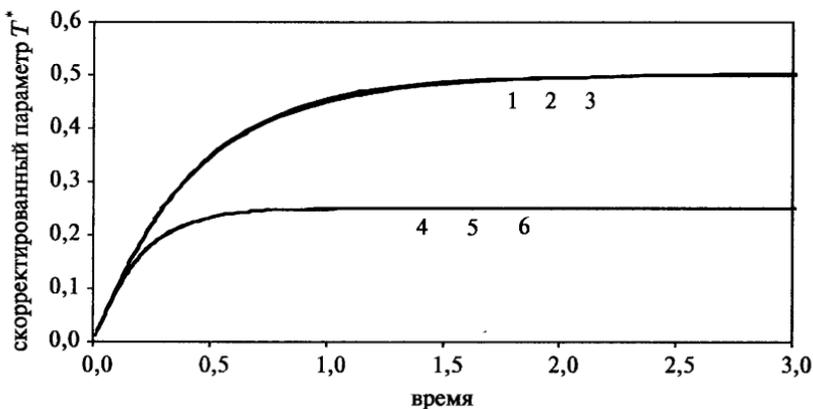
на границе пласта даже при условии однородных начальных данных пластовое давление достаточно быстро выходит на распределения, соответствующие приведенным выше аналитическим решениям.

При нелинейном уравнении пьезопроводности рассчитываемые значения параметра T^* растут со временем и это объясняется тем обстоятельством, что в нелинейном случае с уменьшением давления P уменьшается и эффективное значение коэффициента пьезопроводности в уравнении (4.9), то есть, уменьшается скорость распространения возмущений давления от границы к центру. Если при вычислении параметра T^* внести поправку, соответствующую уменьшенному текущему значению коэффициента пьезопроводности, то есть, умножить рассчитываемое значение параметра T^* на текущее значение давления, например, в центральной части пласта, то, как можно видеть на рис. 4.7б, зависимость скорректированного таким образом параметра T^* от времени будет аналогична линейному случаю. Отметим, что в этом случае кривые, соответствующие различным значениям параметра T , практически совпадают.

Таким образом, проведенный анализ решений одномерных задач показывает, что низкопроницаемые пласты, относимые к категории пассивных при разработке газовых месторождений в Западной Сибири, в действительности могут достаточно эффективно участвовать в разработке месторождения из-за развитой системы литологических окон, через которые происходит разгрузка пластового давления в этих низкопроницаемых пластах и соответствующий переток газа в высокопроницаемые пласты. Как следует из результатов численного анализа, характерное время запаздывания изменения давления в низкопроницаемых пластах в сравнении с изменением текущего давления в залежи составляет величину $\sim 0.25 \div 0.5 \cdot (L^2/\chi)$ и даже для минимально возможных значений χ в условиях поздней стадии разра-



а)



б)

Рис. 4.7.

ботки месторождения, то есть, в условиях снижения пластового давления до значений 1,5–2 МПа, не превышает ~ 1–3 лет. Если низкопроницаемый пласт непосредственно контактирует по вертикали с высокопроницаемыми пластами, то, очевидно, процесс разгрузки пластового давления в нем становится еще более интенсивным.

Отсюда можно заключить, что гидрогазодинамическая связанность газо- и водонасыщенных пластов, обусловленная развитой системой ли-

тологических окон, обеспечивает достаточно эффективное поступление газа в высокопроницаемые пласты как в результате разгазирования подошвенных вод, так и в результате процессов газоотдачи низкопроницаемых пластов.

4.4. Обводнение добывающих скважин на поздней стадии разработки газовых месторождений

Обводнение добывающих скважин является одной из основных проблем разработки газовых месторождений, особенно находящихся на поздней стадии разработки. Как известно, поступление подошвенной воды в скважину обусловлено как общим подъемом границы раздела воды и газа вследствие падения давления в газовой части пласта, так и локальным поднятием этой границы в призабойной зоне добывающей скважины и образованием так называемого водяного конуса. Поступление воды в добывающую скважину сопровождается интенсивным выносом песка, накопившимся в призабойной зоне при разрушении коллектора в этой зоне. Для предотвращения обводнения скважин и связанных с этим негативных процессов депрессии на пласт на практике ограничивают величинами, измеряемыми несколькими атмосферами, и даже меньшими, следствием чего является снижение дебитов скважин.

Задача определения положения границы газоводяного контакта (ГВК), в определяющие параметры которой входят как фильтрационно-емкостные характеристики коллектора, так и его геометрические параметры, является довольно сложной в вычислительном отношении. Вместе с тем, с учетом специфики процессов эксплуатации газодобывающих скважин с пониженными депрессиями на пласт (что особенно характерно в настоящее время для разработки крупнейших газовых месторождений Западной Сибири), некоторые важные количественные критерии обводнения могут быть получены достаточно простым путем. Это объясняется тем, что в отличие от процессов обводнения нефтедобывающих скважин в данном случае положение водяного конуса в призабойной зоне добывающей скважины при определенных ограничениях на величину депрессии может быть стационарным, то есть могут существовать режимы эксплуатации газодобывающей скважины с постоянным дебитом по газу и неподвижным водяным конусом, что отмечается и в работе [22].

Действительно, рассмотрим осесимметричную (координаты r, z) картину притока газа к добывающей скважине в стационарном случае, когда воронка депрессии ограничена некоторым эффективным радиусом R и вне которой пластовое давление постоянно и равно величине P_0 (рис. 4.8а).

Пусть распределение пластового давления внутри воронки депрессии описывается функцией $P(r, z)$, функцией $Z_r(r)$ — поверхность конуса воды. За нулевую точку отсчета вертикальной координаты z будем принимать стационарное (на данный период разработки месторождения) положение ГВК. На границе воронки депрессии $r = R$ при этом будут выполняться условия $Z_r(R) = 0$, $P(R, 0) = P_0$. Нетрудно видеть, что вода внутри водяного конуса будет неподвижна и находиться в состоянии равновесия, если давление газа в каждой точке поверхности конуса будет компенсироваться весом воды в более высоких участках этого конуса. Другими словами, для обеспечения стационарного неподвижного состояния конуса воды необходимо, чтобы на его поверхности выполнялось условие:

$$\rho_w \cdot g \cdot Z_r(r) + P(r, Z_r(r)) = \text{const} = P_0,$$

где ρ_w — плотность подошвенной воды, $g \approx 9.8$ м/сек².

Как следует из приведенного соотношения, для определения максимальной высоты неподвижного конуса воды, то есть, высоты его центральной части ($r = 0$), необходимо знать величину давления газа над вершиной конуса, которая, вообще говоря, определяется с помощью вычислительных методов и зависит от целого ряда определяющих параметров задачи — проницаемости пласта (как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении), величины депрессии и размеров депрессионной воронки, мощности продуктивного пласта, расположения интервала перфорации относительно кровли пласта и уровня ГВК и т. д. Вместе с тем, при предельном положении конуса воды, когда его вершина вплотную подходит к нижней границе интервала перфорации (рис. 4.86), давление газа над вершиной конуса определяется однозначно — оно равняется давлению газа в соответствующем участке ствола скважины. В этом предельном случае вышеприведенное соотношение принимает вид

$$\Delta p \cdot g \cdot Z_r(0) = \Delta P,$$

где $\Delta p = p_w - p_r$, p_r — плотность пластового газа, ΔP — величина депрессии на пласт, то есть, разность давлений газа в скважине и в глубине пласта ($r > R$) на высоте нижней границы интервала перфорации.

Если обозначить через H расстояние от нижней границы интервала перфорации до стационарного уровня ($z = 0$) ГВК, то в окончательном виде критерий обводнения газодобывающей скважины может быть записан в виде

$$\Delta P \leq \Delta P_{\text{крит}} = \Delta p \cdot g \cdot H \quad (4.13)$$

Приведенное соотношение (4.13) представляет собой связь предельно допустимого значения депрессии $\Delta P_{\text{крит}}$ на пласт и расстояния от нижней границы интервала перфорации H до стационарного уровня ГВК. При

вижного конуса, вообще говоря, должна определяться расчетным путем с учетом всех вышеперечисленных определяющих параметров задачи, но даже оценочные расчеты показывают, что высота конуса при этом может быть понижена существенно, до полутора-двух раз, что соответственно увеличивает и значение предельно допустимой депрессии на пласт.

Вообще говоря, конус подошвенных вод может быть неподвижным и в случае, когда его вершина находится выше нижней границы интервала перфорации. Очевидно, что для этого необходимо, чтобы колонна насосно-компрессорных труб (НКТ), через которые газ поднимается на поверхность, была размещена выше неподвижного уровня воды в стволе скважины. Таким образом, если технологически возможно поднять НКТ выше нижней границы интервала перфорации, то величина $\Delta P_{\text{крит}}$ может быть увеличена. В этом случае за величину H в формуле (4.13) следует принимать расстояние от нижнего конца колонны НКТ до уровня ГВК. Эти простые соотношения, определяющие предельные значения депрессии, обеспечивающие безводную эксплуатацию добывающих скважин, могут быть применены при анализе особенностей разработки истощенных газовых месторождений.

Процесс заводнения пород-коллекторов при снижении пластового давления в залежи является, вообще говоря, неизбежным процессом, но вместе с тем существуют факторы, которые необходимо учитывать для снижения его негативного воздействия на работу добывающих скважин. Как отмечалось выше, для условий разработки крупнейших газовых месторождений Западной Сибири одним из таких факторов является слоистая неоднородность строения продуктивной толщцы, что предопределяет некоторые особенности процесса подъема подошвенной воды в газовую часть залежи.

На рис. 4.9 стрелками изображена схема движения подошвенных вод при подъеме поверхности газовой контактной в слоисто-неоднородной залежи с литологическими окнами. При таком строении залежи продвижение воды в вертикальном направлении происходит через литологические окна, к которым вода поступает через относительно узкие (в среднем $\sim 3-4$ м) проницаемые пропластки. При скорости подъема поверхности газовой контактной $\sim 1-2$ м/год, проницаемости пластов ~ 0.5 мкм², динамической вязкости воды в пластовых условиях ~ 1.5 мПа·с и среднем горизонтальном размере структурной пары непроницаемый слой — литологическое окно $\sim 600-700$ м, градиенты давления, обеспечивающие соответствующую скорость горизонтального движения подошвенной воды к литологическим окнам в проницаемых пропластках указанной толщины, должны достигать нескольких десятых долей МПа (нескольких атмосфер) на 100 м.

Отсюда следует вывод, заключающийся в том, что в зависимости от близости к литологическим окнам, перепад гидродинамического давления $P_1 - P_2$ между двумя соседними проницаемыми пропластками (рис. 4.9), разделенными непроницаемой (низкопроницаемой) толщцей, может достигать нескольких атмосфер и значительно превышать перепад давления

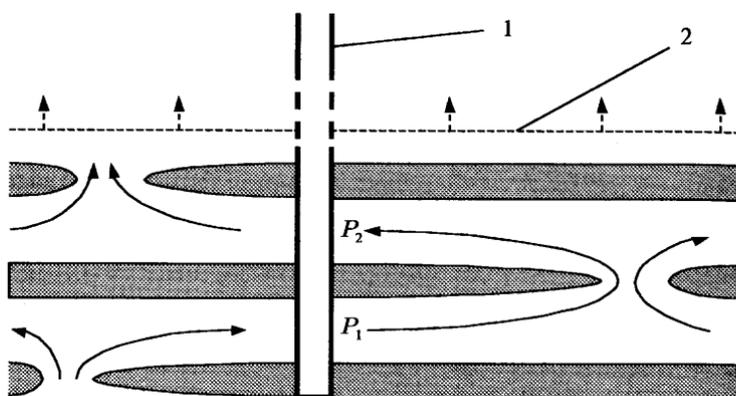


Рис. 4.9.

между этими пропластками, соответствующий линейной зависимости от глубины, соответствующей условиям гидростатического равновесия. Таким образом, вблизи поверхности газовой контактной гидродинамическое давление в каждом нижележащем пропластке будет в среднем на несколько атмосфер превышать давление в вышерасположенном пропластке за счет развития гидродинамического напора, обеспечивающего горизонтальное движение подошвенной воды к литологическим окнам. Если в нижней части ствола скважины заводнены несколько проницаемых интервалов (рис. 4.9), то при разрушении цементного камня в призабойной зоне добывающей скважины, обеспечивающего их изоляцию, высоконапорные нижележащие пласты будут интенсивно обводнять ствол скважины и ее приствольную зону.

На основании вышеизложенного можно заключить, что на завершающей стадии разработки газовых месторождений, когда вдоль ствола скважины будут последовательно обводняться нижележащие интервалы газонасыщенной толщи, для предотвращения ускоренного подъема подошвенной воды в приствольной зоне скважины необходимо обеспечивать надежную изоляцию этих интервалов. В противном случае высота водяных конусов в приствольных зонах добывающих скважин будет значительно повышена за счет действия развивающегося гидродинамического напора в нижележащих заводненных интервалах.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОДУКТИВНЫХ ПЛАСТАХ

Нестационарными процессами при разработке нефтегазовых месторождений являются, вообще говоря, все процессы, происходящие в продуктивном пласте и окружающих его породах, поскольку при разработке месторождения происходит непрерывное изменение содержания пластового флюида и величины пластового давления. Вместе с тем, большую часть этих процессов следует относить к категории квазистационарных, то есть, достаточно медленных процессов, при которых горная порода успевает прийти к состоянию равновесия, соответствующему условиям на данный момент времени. С позиций математического моделирования таким квазистационарным процессам соответствуют стационарные уравнения движения или равновесия с учетом нестационарности только через зависимые от времени граничные условия.

Объектом исследований в этой главе являются процессы, нестационарные по существу, то есть, те процессы, в которых определяющую роль играют динамические факторы. К ним, прежде всего, относятся процессы, развивающиеся в продуктивных пластах и окружающих их породах при применении технологий волнового (вибрационного, ударно-волнового и др.) воздействия на пласты. Необходимо отметить, что в отношении так называемых площадных эффектов волнового воздействия на пласты, то есть эффектов, проявляющихся на значительных (до 1–2 км) расстояниях от источника воздействия, к настоящему времени не сформировано общепринятых представлений даже о физических механизмах, обуславливающих эти эффекты, не говоря уже об их количественном описании. Тем не

менее, волновые технологии уже довольно широко применяются в нефтепромышленной практике и обзор опубликованных данных о результатах их применения приводится в разделе 5.1 этой главы. В других разделах приведены результаты некоторых научных исследований, являющихся, по мнению автора, важными для понимания механизмов волнового воздействия на пласты.

Кроме того, в этой главе представлены аналитические результаты, необходимые для интерпретации данных кратковременных испытаний продуктивных пластов в процессе бурения, а также для количественного описания тепловых процессов, развивающихся в продуктивных пластах и приствольных зонах скважин при кратковременных обработках их призабойных зон. Эти процессы, имеющие совершенно различную физическую природу, методологически объединяются тем, что они описываются нестационарными уравнениями одного типа, для анализа свойств решений которых используются общие подходы.

5.1. Аналитический обзор технологий волнового воздействия на продуктивные пласты

При применении технологий волнового (вибрационного, ударно-волнового) воздействия на продуктивные пласты наблюдаются эффекты ближнего и дальнего действия. Эффекты ближнего действия заключаются в повышении продуктивности обрабатываемой скважины за счет непосредственного воздействия ударно-волновых импульсов на призабойную зону скважины и объясняются механизмами очистки порового пространства от загрязняющих его примесей, разгрузкой напряжений в призабойной зоне, образованием микротрещин в породе, снижением эффективной вязкости пластового флюида и т. д. Производительность низкодебитных скважин при этом может повышаться в 1.5–2 раза и эффект от обработки сохраняется в течение нескольких месяцев.

Эффекты дальнего или площадного действия заключаются в снижении обводненности добываемой продукции на значительной по размерам площади при достаточно длительном (в течение месяца и более) ударно-волновом воздействии на высокообводненные пласты. По опубликованным данным положительные результаты достигаются как при использовании скважинных, так и наземных источников упругих импульсов различного типа. Размер области, охватываемой воздействием, достигает 1–2 км и более, дополнительная добыча нефти с этой площади составляет, по разным данным, от нескольких тысяч до десятков тысяч тонн в течение примерно 3–8 и более месяцев после воздействия.

5.1.1. Ударно-волновое (вибрационное) воздействие на призабойные зоны скважин

Виброобработка (или ударно-волновая обработка) призабойной зоны скважины является одним из известных и давно применяемых методов воздействия на призабойную зону [16, 33, 87, 59, 82 и др.] и осуществляется с помощью целого ряда устройств — устройств золотникового типа, гидродинамических излучателей, вихревых камер, электроразрядных устройств и т. д. Одним из основных факторов, обуславливающих эффект от такой обработки, является очистка порового пространства от кольматирующих его микрочастиц, проникающих в породу при бурении скважин, или отложений, накапливающихся в призабойной зоне в процессе эксплуатации скважины.

Механизм очистки порового пространства от загрязняющих его примесей объясняется тем, что под действием переменных градиентов гидродинамического давления микрочастицы, закупоривающие поровое пространство, отрываются от скелета породы, приобретают подвижность и могут быть удалены из пористой среды. Очевидно, что если процесс ударно-волнового воздействия совмещается с процессом эксплуатации скважины, то происходит непрерывный вынос частиц из порового пространства в ствол скважины вместе с потоком добываемой жидкости, что увеличивает эффективность процесса очистки. Отметим, что пульсации гидродинамического давления в стволе скважины способствуют взвешиванию частиц в потоке жидкости, что также повышает эффективность их удаления вместе с откачиваемой жидкостью и является фактором, положительно влияющим на качество очистки ствола, особенно в горизонтальных скважинах.

Аналогичные, но с некоторыми особенностями, механизмы повышения проницаемости пористой среды имеют место и при воздействии ударно-волновыми импульсами давления на призабойную зону нагнетательной скважины. Дело заключается в том, что закачка жидкости в нагнетательную скважину, как правило, происходит при давлениях нагнетания, обеспечивающих раскрытие трещин в призабойной зоне скважины, что существенно увеличивает ее приемистость. Наличие взвешенных микрочастиц в закачиваемой жидкости приводит к постепенному перекрытию ими трещин, а пульсации гидродинамического давления в жидкости, вызывая периодические смещения берегов трещины, способствуют разрушению перегородок из накапливающихся частиц. Отметим, что одновременно с процессами декольматации порового пространства пульсации давления нагнетаемой жидкости активизируют и процесс трещинообразования в призабойной зоне скважины, что также повышает проницаемость этой зоны.

Так, например, по данным работы [59] гидродинамический излучатель волн, установленный на конце колонны насосно-компрессорных труб в подпакерной зоне нагнетательной скважины и действующий в течение

примерно полутора лет, обеспечил в течение этого времени устойчивую, без снижения приемистости, работу этой скважины. Закачка жидкости в обычном режиме, без пульсаций гидродинамического давления, приводила к быстрому, в течение трех-четырех месяцев, кратному снижению ее приемистости. Более того, как отмечается в указанной работе, при пульсациях давления нагнетаемой жидкости преимущественно увеличился поток в низкопроницаемые пропластки продуктивной толщи, что обеспечило их более полную выработку и повысило добычу нефти в соседних добывающих скважинах в объеме, равном примерно 13 тыс. тонн в год.

Излучатель волн гидродинамического давления в описанной технологии представлял собой устройство, частично преобразующее энергию потока движущейся жидкости в энергию ее упругих колебаний в килдгерцовом диапазоне по частотам и в пределах одной атмосферы по амплитуде колебаний. Практически установлено, в частности, в работе [13], что оптимальными для волнового воздействия на призабойную зону нагнетательной скважины, являются частоты, находящиеся в диапазоне первых десяти герц и, тем не менее, эффект от применения устройства, генерирующего пульсации давления значительно более высокой частоты, как следует из указанной работы [59], существует и весьма значительный. Это свидетельствует о том, что частота волнового воздействия при обработке призабойных зон скважин является хотя и важным, но не всегда жестко ограничивающим фактором и эффект от волнового воздействия может проявляться при самых различных частотах этого воздействия.

Как было показано в разделе 3.7, различные по частотам волновые воздействия на призабойную зону нагнетательной скважины активизируют различные физико-механические процессы в этой зоне. Так, например, низкочастотные волны гидродинамического давления наиболее эффективны при инициировании процессов роста трещин в призабойной зоне скважины, для которых существенным фактором является глубина проникновения импульса давления вдоль трещины, способствующая возрастанию интегральной нагрузки на берега трещины, активизирующей процесс ее роста. Кроме того, более длительное воздействие импульса давления на берега трещины, то есть воздействие длинноволновыми колебаниями, обуславливает и более высокую амплитуду периодических смещений берегов трещины, что способствует более эффективному разрушению перегородок из коагулирующих микрочастиц. Вместе с тем, коротковолновые воздействия, хотя и характеризуются меньшей глубиной проникновения в поровое и трещинное пространство, отличаются более высокими переменными градиентами давления в жидкости, что повышает эффективность процессов очистки поверхностей от загрязняющих отложений и делает технологии, основанные на использовании волновых процессов в высокочастотном диапазоне, эффективным способом очист-

ки перфорационных каналов. Так, по данным, приведенным в работе [53], среднее повышение дебитов добывающих скважин при использовании гидроакустических устройств с частотой генерируемых импульсов в диапазоне 0.5–20 кГц составило 30–100 %.

Можно заключить, таким образом, что выбор частоты волнового гидродинамического воздействия на призабойную зону скважины в каждом случае должен определяться тем преобладающим фактором, который обуславливает избыточное фильтрационное сопротивление движению жидкости в призабойной зоне.

Отметим, что излучатели волн гидродинамического давления, представляющие собой насадки, устанавливаемые на конце колонны труб и вызывающие пульсации давления при прокачке жидкости, могут использоваться не только в процессах нефтедобычи для возбуждения колебаний давления закачиваемой жидкости в нагнетательных скважинах, но и для возбуждения гидродинамических волн давления при бурении скважин, что повышает механическую скорость бурения, проходку на долото и качество вскрытия продуктивных пластов. Происходящее при виброволновом или ударном воздействии явление снижения эффективной вязкости нефти за счет разрушения ее структуры может успешно использоваться также и в процессах транспортировки и переработки нефти.

Другим фактором, обуславливающим положительные эффекты ударно-волнового воздействия на призабойную зону скважины, является разгрузка дополнительных напряжений, накапливающихся и концентрирующихся в этой зоне как в процессе бурения, так и в процессе эксплуатации скважины. В слоисто-неоднородных пластах негативное влияние дополнительных напряжений в призабойной зоне скважины усиливается, поскольку низкопроницаемые пропластки, как правило, более жесткие, аналогично армирующим элементам в композиционных материалах принимают на себя основную часть избыточной нагрузки (см. гл. 3, 4), что еще больше снижает их проницаемость и, как следствие, ухудшает их нефтеотдачу. Ударно-волновое воздействие приводит к ускорению процессов релаксации напряжений в нагруженных пропластках, что способствует дополнительному раскрытию в них трещин и интенсификации фильтрационных процессов. При пульсирующей закачке жидкости в нагнетательных скважинах происходит активизация процесса раскрытия трещин преимущественно в низкопроницаемых пропластках вследствие их разгрузки от избыточных напряжений, что способствует повышению приемистости скважины и выравниванию профиля приемистости.

Отметим также фактор положительного воздействия виброобработки на продуктивность добывающих скважин, заключающийся в снижении эффективной вязкости неньютоновских нефтей при периодическом действии на них ударно-волновых нагрузок. Разрушение внутренней

структуры таких нефтей способствует повышению их подвижности как в поровом пространстве призабойной зоны, так и в стволе скважины. Очевидно, что действие этого фактора будет более эффективным при условии одновременности процессов эксплуатации добывающей скважины и ударно-волновой (вибрационной) обработки добываемого пластового флюида.

Перечисленные факторы — декольматация порового пространства, разгрузка призабойной зоны от избыточных напряжений, дополнительное трещинообразование и снижение эффективной вязкости пластового флюида — являются не единственными факторами, обуславливающими положительные эффекты ударно-волнового воздействия на призабойную зону скважины. В обзорах [16, 44, 59, 78, 87 и др.] отмечен целый ряд явлений, которые могут происходить в пористых средах при ударно-волновом или вибрационном воздействии — дегазация фильтрующейся жидкости, развитие акустических течений в поровых каналах, снижение сил вязкого трения в пограничном слое на поверхности этих каналов, разрушение тонких облитерирующих слоев нефти в застойных поровых зонах и т. д. Вообще говоря, можно заключить, что динамическое воздействие в большей или меньшей степени может влиять на все процессы, протекающие в пористых средах, но при этом важно выделить те из них, которые действительно значимы при реальном применении волнового воздействия. Если эффект волновой обработки призабойной зоны скважины имеет последствие, то есть, сохраняется в течение нескольких месяцев, то это значит, что эффект обусловлен теми изменениями в призабойной зоне, которые могут сохраняться в течение достаточно длительного времени. К таким изменениям, очевидно, в первую очередь следует отнести очистку порового пространства от загрязняющих его примесей и образование дополнительных трещинных каналов в горной породе.

Как вытекает из вышесказанного, потенциально наиболее эффективными могут стать технологии волнового воздействия, совмещаемые с процессом эксплуатации добывающих и нагнетательных скважин, поскольку в этом случае происходит как увеличение количества положительно действующих факторов, так и усиление эффекта их действия.

При сочетании ударно-волнового воздействия с физико-химическими методами воздействия на призабойную зону скважины также повышается его эффективность. Так, по данным работ [53, 79], гидромпульсное воздействие на горную породу, осуществляемое с помощью электроразрядов в реагентной среде, может в несколько раз повысить проницаемость этой породы. Эффект от акустико-химической обработки продуктивных пластов на Самотлорском и Ершовском месторождениях составил по данным работы [1] 2247 тонн дополнительной добычи нефти на одну обработанную скважину.

5.1.2. Площадные эффекты ударно-волнового (вибросейсмического) воздействия на продуктивные пласты

Если ударно-волновое воздействие на призабойную зону скважины приводит к проявлению эффекта от воздействия достаточно быстро, в течение нескольких часов или суток, то, как показывает промысловый опыт, проявление эффектов дальнего или площадного действия требует длительной, в течение месяца и более, волновой обработки пласта.

По-видимому первый целенаправленный промысловый опыт вибросейсмического воздействия на нефтяную залежь с помощью наземной виброплатформы был проведен в 1987 году на месторождении Абузы Краснодарского края и результаты его описаны в сборнике [78]. Хотя в ходе этого промыслового эксперимента и не было получено значимого объема дополнительной добычи нефти, его наиболее существенным результатом является то, что при проведении работ была зафиксирована реакция продуктивного пласта на вибросейсмическое воздействие с поверхности земли. Этот результат явился основанием для дальнейшего развития технологий вибросейсмического (ударно-волнового) воздействия на большие по площади участки нефтяного месторождения, причем как с помощью наземных, так и скважинных источников упругих волн [3, 4, 12, 43, 44, 58, 81, 62 и др].

В устройствах наземного типа (виброплатформах) осуществляется передача упругих импульсов в массив горной породы с поверхности земли. Скважинные устройства можно условно разделить на два типа — в одном случае воздействие импульсами напряжений происходит непосредственно на породу на уровне залегания продуктивного пласта (или вблизи пласта), в другом случае ударно-волновые воздействия осуществляются за счет инициирования гидродинамических волн в стволе скважины, возбуждаемых либо механически, например, с помощью станка-качалки, либо с помощью устройств, работающих на основе других физических принципов, таких, например, как электроразрядные устройства, генерирующие периодические ударные волны в скважинной жидкости.

Судя по опубликованным данным, эффект дальнего, площадного воздействия, заключающийся в снижении обводненности добываемой продукции на значительной по размерам (1–2 км и более) площади, может проявляться при использовании источников различных типов. Практически используемые источники упругих волн существенно различаются по мощности, удаленности от продуктивного пласта, частоте и форме генерируемых ими ударных импульсов и т. д. Здесь необходимо подчеркнуть, что приводимые ниже данные об эффективности применения тех или иных устройств и способов для ударно-волнового или вибросейсмического воздействия на продуктивные пласты основаны на сведениях, содер-

жащихся в публикациях авторов этих устройств и способов, то есть, основаны на информации субъективного характера, что должно приниматься во внимание при оценке эффективности этих устройств и методов.

В качестве устройств наземного типа часто используются стандартные виброплатформы большой мощности, применяемые для сейсмических исследований, или устройства, аналогичные им по принципу действия. При этом необходимо отметить, что устройства наземного типа обладают тем недостатком, что при их использовании до 70 % упругой энергии расходуется на возбуждение поверхностных волн, и это является нерациональным с позиций эффективной передачи упругой энергии в зону продуктивного пласта. Кроме того, не исключено, что при долговременной работе таких устройств возбуждаемые поверхностные волны в некоторых случаях могут отрицательно повлиять на экологическую обстановку в зоне воздействия. Тем не менее, устройства такого типа продолжают применяться и в настоящее время, что объясняется, с одной стороны, возможностью использования стандартного сейсморазведочного оборудования, с другой стороны, процесс виброрейсмического воздействия на залежь при использовании наземных источников осуществляется автономно от процесса нефтедобычи, что облегчает решение организационных и технических вопросов.

По данным авторов работы [81] при использовании наземных источников низкочастотных гармонических колебаний ими были получены следующие результаты:

- 1) 1994 г., ПО «Юганскнефтегаз», НГДУ «Правдинскнефть», Правдинское месторождение, дополнительная добыча составила 13030 тонн нефти. Характеристики пластов: глубина залегания — 2340 м, пористость — 20 %, проницаемость — 0.117 мкм^2 , обводненность — 90 %. Нефть имеет плотность 755 кг/м^3 , вязкость — 1.35 мПа·с. Радиус зоны воздействия составил 2.5 км, при этом общее число добывающих скважин в зоне воздействия было равно 24, из них положительно отреагировали 13 скважин, отрицательно — 3.
- 2) 1995 г., ПО «Юганскнефтегаз», НГДУ «Правдинскнефть», Северо-Салымское месторождение, дополнительная добыча — 18985 тонн нефти. Характеристика пластов: глубина — 2200–2400 м, пористость — 18–20 %, проницаемость — 0.07, 0.09 и 0.023 мкм^2 , обводненность — 88–99, 95–99 и 90–99 %. Нефть имеет плотность, равную $830\text{--}860 \text{ кг/м}^3$, вязкость — 1.2–1.5 мПа·с. Радиус зоны воздействия — 5 км, общее число добывающих скважин в зоне воздействия — 53, из них положительно отреагировало 32, отрицательно — 10 скважин.
- 3) 1996 г., ПО «Ноябрьскнефтегаз», НГДУ «Сугорминскнефть», Сугорминское месторождение, дополнительная добыча — 16500 тонн нефти. Характеристика пластов: глубина — 2561 м, пористость — 19–22 %, обводненность — 90–95 %.

проницаемость — 0.082 мкм^2 , обводненность — 78–99 %. Нефть имеет плотность, равную 864 кг/м^3 , вязкость — $1.45\text{--}1.6 \text{ мПа}\cdot\text{с}$. Радиус зоны воздействия — 1.5 км, общее число скважин в зоне воздействия — 42, положительно отреагировало — 37, отрицательно — 5 скважин.

Продолжительность эффекта снижения обводненности добываемой продукции на 15–30 % по данным указанной работы составила 6–8 месяцев.

Скважинные устройства волноводного типа, применяемые авторами работ [43, 58, 80], представляют собой колонну труб, спущенную до забоя скважины с опорой на так называемую «наковальню», представляющую собой отрезок массивной трубы, зацементированной на уровне продуктивного пласта. По верхней части колонны на поверхности земли каким-либо способом наносятся периодические удары, например, электромолотом или падающим грузом с помощью установки ударно-канатного бурения. Процесс ударно-волнового воздействия осуществляется в несколько циклов продолжительностью приблизительно в один месяц каждый, с интервалом между циклами в несколько месяцев. Устройство описанного типа впервые применялось в 1991–1993 годах на Жирновском месторождении Волгоградской области. По данным работы [43] суммарный эффект при этом составил около 250 тыс. тонн дополнительной добычи нефти.

Такое же устройство применялось в 1994–1995 годах на Березовском месторождении Оренбургской области. Дополнительная добыча по данным из той же работы составила около 10 тыс. тонн нефти, воздействием охватывалось два продуктивных пласта, залегающих на глубине 1910 и 1940 м, мощность пластов составляла 3.5–5 м, вязкость нефти — $5.46\text{--}8.8$ и $6.26\text{--}8.6 \text{ мПа}\cdot\text{с}$, плотность — 899 и 853 кг/м^3 , пористость пластов — 17–22 %, проницаемость — 0.47 и 0.08 мкм^2 . Воздействием было охвачено 30 добывающих скважин.

По данным из работы [80] устройство волноводного типа применялось также на Самодуровском месторождении Оренбургской области, где эффект составил около 50 тыс. тонн дополнительно добытой нефти. Площадь воздействия достигала 25 км^2 , на этой площади находилось 25–40 добывающих скважин, продолжительность эффекта для разных скважин находилась в интервале значений от 6 до 18 месяцев.

Устройство того же типа применялось в 1995–1996 годах на Манчаровском месторождении в Башкирии, НГДУ «Чекмагушнефть» [58]. Воздействие состояло из трех циклов с продолжительностью каждого цикла около одного месяца, с интервалами между ними в полгода и год. Дополнительная добыча нефти составила 4420, 7265 и 9786 тонн соответственно. Глубина размещения и цементирования «наковальни» была равна 1280–1287 м. Обводненность добываемой продукции снизилась от средней по зоне воздействия величины 97.5 % до величины 91.5 %. Радиус зоны воздействия составил 2–2.5 км.

Низкочастотный скважинный излучатель сейсмических колебаний мощностью до 10 кВт и с частотами колебаний, находящимися в диапазоне 60–250 герц, был испытан на Самотлорском месторождении в 1998–1999 годах [10, 62]. При общей продолжительности работы излучателя в скважине, составляющей 660 часов, дополнительная добыча нефти в 38 добывающих скважинах при общем количестве, равном 94 скважинам, составила 1086 тонн за один месяц.

Дополнительная добыча нефти с помощью скважинного устройства, использующего для генерирования упругих импульсов в продуктивном пласте динамические нагрузки, развивающиеся при работе стандартного штангового насоса, составила по данным работы [5] в среднем около 300–500 тонн в год на одно устройство. Здесь важно отметить, что в данном способе ударно-волнового воздействия используется энергия, которая при работе штангового насоса непроизводительно расходуется на деформирование насосно-компрессорных труб. При применении описываемого способа эта энергия с помощью специального хвостовика, опирающегося на забой добывающей скважины, передается в виде упругих импульсов в продуктивный пласт. Результаты практического применения этого способа интересны тем, что свидетельствуют о возможности достижения заметного площадного эффекта при воздействии на массив горной породы относительно небольшими по амплитуде упругими импульсами.

На основании приведенных данных, даже с учетом их субъективного характера, можно заключить, что с помощью технологий ударно-волнового воздействия можно заметным образом снизить обводненность добываемой продукции на достаточно большом участке залежи. При этом необходимо подчеркнуть, что если в случае ударно-волнового воздействия на призабойную зону скважины механизмы, обуславливающие положительные эффекты воздействия, с физических позиций достаточно понятны, хотя, может быть, и не всегда достаточно полно изучены, то механизмы дальнего действия, заключающиеся в снижении обводненности добываемой продукции на площади с характерными размерами в несколько километров при действии локального и относительно небольшого по мощности источника упругих волн, требуют специального анализа даже на качественном уровне.

5.1.3. Анализ возможных механизмов, обуславливающих площадные эффекты при волновом воздействии на залежь

Трудности объяснения эффектов площадного воздействия на залежь с физических позиций обусловлены тем, что, как показывают оценки, представленные в разделе 5.2 (совпадающие с оценками, приведенными в работе [17]), амплитуда упругих волн, распространяющихся от реально при-

меняемых волновых источников на расстояние порядка одного километра, убывает до ничтожно малых величин, измеряемых миллионными долями атмосферы. Это обстоятельство исключает возможность объяснения наблюдаемых эффектов прямым воздействием этих упругих импульсов на пористую среду и теми процессами и механизмами, которыми могут быть объяснены эффекты ближнего действия.

Как известно, механизм затухания упругих колебаний, распространяющихся в горной среде от локальных источников, обусловлен действием двух факторов — потерями упругой энергии за счет работы сил вязкого трения, пластических микродеформаций породы и других диссипативных механизмов и действием второго фактора — геометрического расширения объема среды, охватываемой воздействием. Эмпирически установлено, что характерный масштаб затухания упругих импульсов, обусловленного необратимыми потерями упругой энергии за счет действия диссипативных механизмов, для горных пород составляет величину L , находящуюся в диапазоне, измеряемом несколькими ($\sim 1-10$) длинами волн. Другими словами, при распространении волны на расстояние x за счет потерь упругой энергии амплитуда напряжения σ в волне убывает по закону

$$\sigma \sim e^{-x/L}. \quad (5.1)$$

Таким образом, высокочастотные колебания, например колебания, находящиеся в килогерцовом диапазоне частот, при скорости звука в горной среде, равной $\sim 2-4$ км/сек, имеют характерный масштаб затухания L , измеряемый первыми метрами и менее. Низкочастотные упругие колебания, например колебания с частотой, находящейся в диапазоне нескольких первых герц, будут поглощаться горной средой на характерных расстояниях L , измеряемых уже километрами.

Эти оценки приводят некоторых авторов к ошибочному выводу, заключающемуся в том, что волновое воздействие, осуществляемое на низких частотах, будет обеспечивать распространение упругой волны с сохранением достаточно высокого значения ее амплитуды на расстояния, измеряемые километрами, то есть, на те расстояния, в пределах которых и отмечаются площадные эффекты волнового воздействия на залежь. Ошибочность такого вывода заключается в том, что реально применяемые источники упругих волн в технологиях волнового воздействия на залежь представляют собой локальные источники, то есть, источники, размеры которых на несколько порядков меньше характерных размеров зоны воздействия (1–2 км и более). Это означает, что фактор затухания упругих волн, обусловленного их геометрическим расширением, будет в данном случае играть определяющую роль.

Как показано в разделе 5.2, даже в идеальной упругой среде (то есть, при отсутствии действия диссипативных факторов в этой среде) амплиту-

да низкочастотной волны, распространяющейся от скважинного источника на расстояние порядка одного километра, за счет действия фактора геометрического расширения уменьшается до миллионных долей атмосферы, то есть до величин, на несколько порядков меньших амплитуд упругих волн, при которых в лабораторных экспериментах наблюдаются какие-либо изменения в фильтрационных процессах.

Очевидно, что учет потерь упругих импульсов за счет фильтрационного сопротивления, обусловленного наличием вязкой жидкости в поровом пространстве горной породы, будет приводить к еще более интенсивному затуханию упругих волн при их распространении в горной среде. Учет более сложного строения горной среды, например, учет ее блочно-иерархической структуры, также будет усиливать затухание амплитуды упругой волны при ее распространении по такой среде из-за дополнительных затрат упругой энергии на возбуждение внутренних мелкомасштабных колебательных процессов.

Таким образом, реально наблюдаемые площадные эффекты волнового воздействия на залежь не могут быть рационально объяснены прямым воздействием упругих волн на участки пористой среды, удаленные от источника упругих волн на 1–2 км. Отсюда следует вывод, что в действительности источник упругих волн в данном случае лишь активизирует или инициирует развитие некоторых геомеханических процессов в массиве горной породы, сопровождающихся выделением энергии, которая существенно, на порядки, превышает энергию самого источника.

Возможное объяснение эффектов дальнего действия и обуславливающих их геомеханических процессов может заключаться в том, что упругие импульсы инициируют и ускоряют процессы последовательной разгрузки избыточных упругих напряжений в пласте и в окружающей его породе, накапливающихся при разработке залежи при изменении в ней пластового давления. Происходящее при этой разгрузке перераспределение напряжений на достаточно большой площади продуктивного пласта является непосредственной причиной изменения локальных фильтрационных потоков и, как следствие, вовлечения в движение неподвижных или малоподвижных целиков нефти на площади, охватываемой процессом перераспределения напряжений. Один из возможных механизмов образования таких целиков или застойных зон вблизи трещин, реагирующих на изменение напряженного состояния горной породы изменением их длины и величины раскрытия, описан в разделе 4.1.

Согласно описываемой концепции, впервые представленной в работе [73], факторами, благоприятными для проявления эффектов дальнего действия при ударно-волновой обработке, являются, во-первых, факторы, способствующие накоплению упругой энергии в массиве горной породы при разработке залежи, и, во-вторых, факторы, способствующие образованию неподвижных остаточных запасов нефти, вовлекаемых в фильтрацион-

ное движение при изменении фильтрационных потоков. Такими факторами являются неоднородность физико-механических и коллекторских свойств пласта и высокая степень его обводненности.

Действительно, неоднородность физико-механических свойств продуктивного пласта и окружающих его пород являются причиной того, что при разработке залежи, то есть при изменении порового давления в продуктивном пласте, когда массив породы выходит из состояния сложившегося равновесия, в нем формируются разномасштабные области, характеризующиеся повышенной концентрацией упругих напряжений. С течением времени за счет ползучести произойдет релаксация избыточных напряжений в породе и она перейдет в новое состояние устойчивого равновесия, но это время может на порядки превышать характерное время разработки залежи. Иначе говоря, в процессе разработки залежи массив породы, включая и продуктивный пласт, находится в промежуточном состоянии между двумя состояниями равновесия — исходным и конечным. Ударно-волновое воздействие на породу ускоряет процесс ее перехода к новому устойчивому состоянию и активизирует самоподдерживающиеся процессы перераспределения упругих напряжений в массиве в целом и в продуктивном пласте в частности, что и является непосредственной причиной изменений в фильтрационных потоках на достаточно большой площади продуктивного пласта.

При этом важно отметить, что процесс перераспределения упругих напряжений в продуктивном пласте и связанный с ним процесс перераспределения локальных фильтрационных потоков приводят к повышению нефтеотдачи пласта лишь в том случае, если в пласте присутствуют в достаточно большом количестве остаточные запасы нефти в форме неподвижных или малоподвижных целиков нефти различных масштабов, активизируемых при этих процессах. Действительно, при однофазной фильтрации или двухфазной фильтрации на стадии, характеризующейся наличием связных потоков фаз, локальное перераспределение потоков, вообще говоря, слабо влияет на осредненные характеристики течения. Таким образом и при рассмотрении с позиций существования наиболее благоприятных условий формирования неподвижных (малоподвижных) целиков нефти в заводненных пластах неоднородность физико-механических свойств горной породы — наличие трещин, переменная мощность продуктивного пласта, изменение его свойств по площади, наличие выклипываний, сбросов, экранов, близость границ коллектора и т. д., также является фактором, обуславливающим проявление эффекта повышения нефтеотдачи пласта при ударно-волновом воздействии.

Отметим, что фактор формирования неподвижных целиков нефти существенен и при применении технологии форсированного отбора жидкости, когда перед отключением скважин с высокообводненной продукцией повышают отбор жидкости, увеличивая депрессию на пласт. При этом рост градиентов давления в воронке депрессии способствует вовлечению

в движение неподвижных до этого целиков нефти, то есть, эффективность технологии форсированного отбора жидкости существенно зависит от наличия в продуктивном пласте таких целиков в достаточном количестве. Технология форсированного отбора жидкости является давно разработанной и широко применяемой технологией, эффективность применения которой в различных условиях исследована статистическими методами [34]. При этом нижняя граница обводненности продукции, при которой наблюдается заметный положительный эффект от применения технологии, оценивается величиной в 80–90 %. Другими словами, при меньшей обводненности, когда несвязных неподвижных целиков нефти в пласте относительно мало, их вовлечение в фильтрационное движение незначительно влияет на общий объем добываемой нефти и технология форсированного отбора становится малоэффективной.

В силу сказанного выше об аналогичности необходимых условий для повышения нефтеотдачи пластов за счет активизации целиков нефти эту же количественную оценку степени обводненности добываемой продукции можно принять в качестве нижней оценки и при выборе объектов для наиболее рационального применения волновых технологий. Отметим, что из вышесказанного вытекает также и вывод о потенциальной эффективности комплексного применения технологий форсированного отбора жидкости и волнового воздействия на залежь.

Как следует из описываемой концепции, масштаб площади, охватываемой ударно-волновым воздействием, определяется мощностью источника упругих волн и, что существенно, особенностями распределения накопленных в массиве породы избыточных напряжений и уровнем их интенсивности, поскольку именно эта накопленная упругая энергия идет на поддержание процесса перераспределения напряжений на большой площади, значительно превышающей размеры области прямого действия источника упругих волн. Это означает, что даже при использовании одного и того же источника площадь охвата пластов волновым воздействием будет различной в различных условиях и размеры этой площади, вообще говоря, могут определяться либо опытным путем, либо путем прогнозирования результатов на основе данных применения этой технологии в аналогичных условиях.

Из представленной концепции также следует, что частота упругих волн, инициируемых волновым источником, прямым образом не влияет на фильтрационные процессы во всей зоне, охватываемой ударно-волновым воздействием, поскольку непосредственной причиной изменений локальных фильтрационных потоков в пласте, как указывалось выше, является процесс перераспределения в нем упругих напряжений. Вместе с тем, нельзя исключить того, что повышение уровня сейсмоакустического фона, сопровождающего деформационные процессы в горных средах и характеризующегося наличием некоторых доминантных частот, также оказывает

определенное влияние на характер протекания фильтрационных процессов в пласте. Отметим при этом, что доминирующие частоты этого фона, непостоянные, вообще говоря, по пространству и времени, являются производными характеристиками данной горной среды, определяемыми как свойствами микроструктуры, так и крупномасштабной неоднородностью горной породы.

Так, например, одной из причин появления упругих микроколебаний при деформировании породы может быть продольное смещение берегов микротрещин с негладкой поверхностью смещающихся берегов [84, 93]. С другой стороны, разномасштабная фрагментированность горных сред также может являться причиной упругих колебаний среды на некоторых собственных частотах, определяемых характерными размерами составляющих ее блоков. Наличие границ раздела между слоями пород с различными физико-механическими свойствами приводит к частичному отражению упругих волн от этих границ и к появлению некоторых характерных частот при распространении упругих волн в таких слоисто-неоднородных горных средах. Как будет показано в разделе 5.3, слоистая неоднородность горной породы может являться причиной и такого явления, при котором бегущие упругие волны будут способны распространяться вдоль мягких слоев только при некоторых выделенных частотах, которые также могут интерпретироваться как некоторые доминантные частоты сейсмоакустического фона.

В соответствии с описываемой концепцией непосредственным назначением источника упругих импульсов при применении технологий площадного воздействия на пласт является активизация деформационных процессов в некотором, относительно малом, объеме горной среды вблизи источника, развитие которых инициирует самоподдерживающиеся процессы перераспределения напряжений уже на большой площади. Можно ожидать при этом, что в случае, когда частота упругих волн, возбуждаемых источником, будет совпадать с одной из доминирующих частот сейсмоакустического фона в горном массиве вблизи источника, то вне зависимости от того, какой механизм обуславливает появление этой доминирующей частоты, процесс активизации деформационных процессов будет происходить более эффективно.

Проблема выбора оптимальной, то есть, максимально эффективной, частоты воздействия становится актуальной в случае использования наземных источников упругих волн, удаленных на значительное расстояние от областей концентрации избыточных напряжений. Практически эта проблема решается путем перебора частот воздействия и анализа полученных при этом сейсмометрических данных, на основании которого и определяется оптимальная частота наземного источника упругих волн.

Вместе с тем, как показывает практика использования скважинных источников упругих импульсов, размещенных на уровне продуктивного пласта и находящихся в непосредственной близости от областей концен-

трации упругих напряжений, проблема определения оптимальной частоты волнового воздействия в этом случае в значительной степени утрачивает свою значимость. Во всяком случае, импульсы напряжений, которые формируются при применении волноводных устройств или устройств гидродинамического типа, инициирующих гидроудары в стволе скважины, имеют совершенно различную форму или, другими словами, имеют тот частотный состав, который определяется данным устройством или способом инициирования этих импульсов, и, тем не менее, как показывают опубликованные данные, все эти устройства вполне эффективны при площадном воздействии на залежь.

На основании анализа формы импульсов напряжений, инициируемых с помощью указанных устройств, можно сделать вывод, что более важную роль в данном случае играет наличие крутого фронта в импульсе напряжений, то есть, по существу, наличие скачков напряжений, которые, вероятно, наиболее эффективны для активизации процесса разгрузки избыточных напряжений в зонах концентрации этих напряжений. Действительно, резкий рост напряжений на фронте упругого импульса соответствует и большим градиентам напряжений, развивающихся в упругой среде при прохождении импульса, что и обуславливает эффективное воздействие ударных волн на развитие деформационных процессов в горной среде.

5.1.4. Сравнительный анализ скважинных источников упругих волн для площадного воздействия на залежь

Несмотря на трудности разработки физически обоснованной теоретической концепции, объясняющей и описывающей механизмы дальнего действия при волновой обработке пластов, волновые технологии площадного воздействия на залежь применяются уже в течение многих лет и, как показывает проведенный выше обзор промысловых данных, в ряде случаев достигнуты существенные положительные результаты.

Анализ применяемых скважинных средств для площадного воздействия упругими импульсами на продуктивные пласты показывает, что их мощность неизбежным образом должна ограничиваться условием сохранности цементной оболочки скважины. Действительно, при длительной, в течение нескольких месяцев, работе скважинных устройств, необходимой для достижения площадных эффектов, напряжения, развивающиеся в цементном камне, не должны превышать пределов его усталостной прочности. Это требование при использовании источников гидродинамического типа ограничивает амплитуду волн, возбуждаемых источником импульсов в стволе скважины, величиной в 1–2 МПа (см. раздел 3.1), а нагрузки при использовании источников волноводного типа с их непосредственным воздействием на горную породу должны быть ограничены на забое скважины величиной в 2–3 тонны в зависимости от диаметра и толщины обсадных труб.

Эта оценка применительно к волноводным устройствам может быть обоснована следующим образом. Как следует из приведенного выше описания таких устройств, импульсы напряжений, распространяющиеся по колонне труб, передаются «наковальне», зацементированной на уровне продуктивного пласта. Напряжения, развивающиеся при этом в цементном камне, окружающем «наковальню», пропорциональны нагрузке, которая воздействует на поверхность «наковальни». Как показывает анализ и расчеты напряжений в этой конструкции, коэффициент, связывающий значения сдвиговых напряжений в цементном камне и нормальные напряжения на поверхности «наковальни», находится в диапазоне значений от 0.15 до 0.3, что позволяет оценить максимальные нормальные напряжения, действие которых не приводит к развитию предельных сдвиговых напряжений в цементном камне, разрушающих его при длительной работе устройства.

Если принять, что предел усталостной сдвиговой прочности цементного камня равен 3–5 % его номинальной прочности (~10–15 МПа), то в результате соответствующих расчетов можно получить, что предельные значения нагрузки, действующей на «наковальню», не должны превышать величины, равной, приблизительно, 2–3 тоннам.

Этот результат означает, что если волноводная конструкция, описанная в работах [43, 58, 80], сохраняет работоспособность в течение нескольких месяцев, выдерживая сотни тысяч и миллионы ударных воздействий, то реальные нагрузки, доходящие по колонне труб от устья до «наковальни», не должны превышать указанных 2–3 тонн, что на порядок ниже тех динамических нагрузок, которые развиваются при ударах по верхней части волновода. Отсюда, в частности, следует вывод, что потери импульсов напряжений в процессе их распространения по волноводу на глубину в 1–1.5 км велики и к.п.д. данного способа ударно-волнового воздействия на пласт относительно мал. Вместе с тем, отсюда следует и другой важный вывод, заключающийся в том, что эффекты площадного воздействия, достигаемые с помощью описываемого волноводного устройства, в действительности обусловлены относительно небольшими по амплитуде динамическими воздействиями на массив породы. Это значит, что эффекты площадного воздействия на залежь могут быть достигнуты и с помощью более простых и рациональных устройств и способов и, в частности, использованием динамических процессов, развивающихся при работе обычного нефтепромыслового оборудования, например, погружных штанговых глубинных насосов.

Действительно, результаты применения технологии [4, 5], в которой с помощью специального хвостовика, характеризующегося экспоненциальным законом нарастания массы составляющих его труб и опирающегося на забой добывающей скважины, динамические нагрузки, развивающиеся в насосно-компрессорных трубах при работе стандартного штангового насоса, передаются в массив породы, показывают, что этих нагрузок вполне

достаточно для достижения заметного площадного эффекта в радиусе 1–2 км от возбуждающей скважины.

При этом необходимо отметить, что, как показывает анализ, требование к конструкции хвостовика, заключающееся в необходимости экспоненциального закона нарастания с глубиной сечения составляющих его труб, в действительности практически не приводит к увеличению упругих импульсов, передаваемых в горную породу. Это объясняется тем, что нагрузка на забой и, соответственно, импульс, передаваемый в породу через неоднородный по длине хвостовик, увеличиваются за счет развития динамических процессов в хвостовике. В случае, когда длина различных элементов хвостовика, подбираемых в соответствии с экспоненциальной зависимостью, значительно меньше длины возбуждаемой упругой волны (а в указанной технологии реализуется именно такая ситуация), нагружение хвостовика фактически происходит в квазистатическом режиме, без существенного усиления упругого импульса в нижней части колонны труб за счет развития динамических процессов. Отсюда можно заключить, что эффект от применения описываемой технологии обусловлен лишь действием напряжений, развивающихся при работе штангового насоса и, очевидно, что этот эффект может быть увеличен при таком выборе компоновки хвостовика, которая обеспечит действительное динамическое усиление упругих импульсов, передаваемых в массив породы (см., например, раздел 5.5).

Оценка напряжений, развивающихся в цементной оболочке скважины при длительной работе устройств гидродинамического типа, инициирующих колебания гидродинамического давления в стволе скважины, приведена в разделе 3.1, где показано, что сдвиговые напряжения в цементном камне пропорциональны амплитуде колебаний давления и коэффициент пропорциональности лежит в диапазоне значений от 0.1 до 0.4 в зависимости от диаметра и толщины обсадных труб и жесткости пород. Принимая для значения усталостной прочности цементного камня те же величины, что и при проведении оценки допустимых напряжений при работе волноводных устройств, можно показать, что максимальная амплитуда колебаний гидродинамического давления в скважине при длительной работе устройств гидродинамического типа не должна превышать 1–2 МПа.

Анализ способа возбуждения колебаний гидродинамического давления в соответствии с технологией [12], успешно применявшейся на практике, показывает, что амплитуда колебаний давления в стволе скважины при реализации этой технологии практически ограничена именно указанными выше пределами. Отсюда можно заключить, что импульсы гидродинамического давления с амплитудой, достаточной для достижения площадных эффектов, также могут быть получены при использовании стандартного нефтепромыслового оборудования, в том числе погружных штанговых насосов, в качестве источников этих импульсов.

Кроме того, как следует из работы [59], длительное, в течение года и более, волновое воздействие, осуществляемое через нагнетательную скважину даже при существенно меньшей (в пределах ~ 0.1 МПа ~ 1 атм) амплитуде колебаний давления, может приводить к заметному положительному эффекту, заключающемуся в снижении обводненности продукции, добываемой в соседних скважинах. Хотя авторы указанной работы объясняют этот эффект повышением приемистости нагнетательной скважины, в данном случае нельзя исключить и проявления площадных эффектов волнового воздействия. Действительно, при давлениях нагнетания, обеспечивающих раскрытие трещин в призабойной зоне нагнетательной скважины, происходит фактическое увеличение эффективного радиуса скважины, что, согласно оценкам, полученным в разделе 5.2, существенно повышает эффективность передачи упругих импульсов в продуктивный пласт и поэтому применение даже такого относительно маломощного источника импульсов, каким является гидродинамический излучатель, использовавшийся в описываемой технологии, может обеспечить проявление площадных эффектов воздействия. Это значит, что действующие нагнетательные скважины потенциально могут служить объектом для наиболее эффективного размещения скважинных источников упругих импульсов или, что сами нагнетательные скважины могут являться эффективными источниками упругих импульсов, если в них каким-либо способом будут возбуждаться колебания гидродинамического давления.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно заключить, что с помощью скважинных устройств можно производить эффективное площадное волновое воздействие на залежь, обеспечивающее заметное снижение обводненности добываемой продукции на значительном по площади участке залежи, причем в качестве источников упругих импульсов, обеспечивающих эффективное волновое воздействие на пласт, можно использовать (после некоторых усовершенствований) и действующее нефтепромысловое оборудование.

5.2. Оценка упругих напряжений в породе на больших расстояниях от источника волнового воздействия

Для оценки упругих напряжений, развивающихся в горной породе вдали от источника колебаний давления, можно воспользоваться некоторыми точными аналитическими решениями динамических уравнений теории упругости. Как будет показано ниже, такие решения могут быть построены для одномерных сферических и цилиндрических волн, распространяющихся в однородной упругой среде, то есть, в случае, когда

источником колебаний напряжения в горной породе является пульсирующая сфера или бесконечная по протяженности круговая цилиндрическая поверхность. Очевидно, что закономерности затухания таких волн на больших расстояниях от источника будут аналогичны закономерностям затухания волн, возбуждаемых скважинными источниками точечного типа или цилиндрическими источниками типа обсадной трубы на достаточно большом ее протяжении. Необходимо подчеркнуть, что приводимые ниже решения описывают процессы затухания волн в упругой среде, обусловленные только процессом пространственного расширения цилиндрических и сферических волн при их распространении по упругому пространству. Уменьшение амплитуды волны за счет действия диссипативных процессов, отражаемое эмпирической формулой (5.1), при данной постановке задачи не учитывается.

Используя те же обозначения, что и в разделе 3.1 главы 3 и вводя переменную времени t , запишем общее динамическое уравнение теории упругости в векторном виде:

$$\rho \cdot w_{tt} = (\lambda + \mu) \cdot \text{grad div } w + \mu \cdot \Delta w.$$

Здесь ρ — плотность среды, обозначения grad , div , rot соответствуют известным операциям дифференцирования [65, 77 и др.]. Напомним, что оператор Лапласа Δw от векторной функции смещения среды w раскрывается следующим образом:

$$\Delta w = \text{grad div } w - \text{rot rot } w.$$

Тогда, полагая, что $w = (r/r) \cdot w(r, t)$ для случая сферической симметрии получим уравнение вида

$$w_{tt} = c_0^2 \cdot (w_{rr} + 2 \cdot w_r/r - 2 \cdot w/r^2), \quad (5.2)$$

и в случае цилиндрической симметрии уравнение вида

$$w_{tt} = c_0^2 \cdot (w_{rr} + w_r/r - w/r^2), \quad (5.3)$$

где c_0 — скорость продольной волны:

$$c_0^2 = (\lambda + 2 \cdot \mu) / \rho, \quad \lambda = \nu \cdot E / (1 + \nu)(1 - 2\nu), \quad \mu = E / 2(1 + \nu).$$

Уравнения (5.2) и (5.3) характеризуются тем, что если ввести потенциалы смещения по формуле

$$\varphi_r = w,$$

то для переменной φ указанные уравнения преобразуются в обычные волновые уравнения со сферической и цилиндрической симметрией, для ко-

торых хорошо известны решения в виде расходящихся монохроматических волн [Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., 1988]:

$$\varphi = A \cdot \exp[i \cdot (k \cdot r - \omega \cdot t)] / r, \quad \varphi = A \cdot \exp(-i \cdot \omega \cdot t) \cdot H_0^{(1)}(k \cdot r) \quad (5.4)$$

для сферической и цилиндрической симметрии соответственно. Здесь A — произвольная постоянная, $H_0^{(1)}(k \cdot r)$ — функция Ханкеля.

Для дальнейшего анализа необходимо особо отметить следующее обстоятельство. Как известно, для волновых уравнений решения внешних задач неоднозначно определяются условиями затухания решения на бесконечности. Критерием отбора единственного решения, описывающего процесс распространения волны от излучающего источника во внешнее пространство, являются так называемые условия излучения Зоммерфельда [42], физическим смыслом которых является отсутствие в решении компонент, соответствующих волнам, бегущих из бесконечности к источнику. Приведенные выше решения (5.4) удовлетворяют указанным условиям.

Соответствующие решения в терминах напряжений получаются подстановкой действительных или мнимых частей выражений (5.4) в соотношения, следующие из закона Гука. Выбор константы A определяется значениями амплитуды напряжения σ_r^0 на сфере или цилиндрической поверхности радиуса r_0 , на которых напряжение σ_r в соответствии с решениями (5.4), изменяется по закону $\sigma_r = \sigma_r^0 \cdot \sin \omega \cdot t$.

Опуская промежуточные выкладки, приведем асимптотические соотношения, следующие из полученных решений при условиях $r_0 \ll L$, $r \gg L$, $L = c_0 / \omega = c_0 / 2\pi n$, где n — частота колебаний, выраженная в герцах. Ниже приводится выражение для величины α , равной отношению амплитуды компоненты σ_r на расстоянии r к ее значению σ_r^0 на сфере или цилиндрической поверхности радиуса r_0 , то есть, к значению напряжений на поверхности скважинного источника (асимптотическое поведение угловых компонент напряжений при больших значениях r аналогично):

$$\alpha \approx 0.5 \cdot (1 - \nu) / (1 - 2\nu) \cdot (r_0 / L)^3 \cdot (L / r) \quad (5.5)$$

для сферы и

$$\alpha \approx 0.5 \cdot (2\pi)^{0.5} \cdot (1 - \nu) / (1 - 2\nu) \cdot (r_0 / L)^2 \cdot (L / r)^{0.5} \quad (5.6)$$

для цилиндра.

При характерных значениях коэффициента Пуассона $\nu = 0.3$, $r_0 = 0.1$ м, $n = 10$ герц, $r = 1$ км, $c_0 = 2$ км/с формулы (5.5) и (5.6) приводят к следующему результату — $\alpha \approx 8 \cdot 10^{-10}$ в сферическом случае и $\alpha \approx 3.8 \cdot 10^{-6}$ для случая цилиндрической симметрии упругой волны.

Из полученных результатов следует важный вывод, заключающийся в том, что при действии источников скважинного типа упругие напряжения

в породе при удалении от источника на расстояния порядка 1 км практически исчезают. Действительно, пусть источник упругих волн близок к цилиндрическому типу или, например, справедливо допущение, что упругие волны распространяются преимущественно по продуктивному пласту, не выходя за пределы его кровли и подошвы. Тогда, при исходных значениях напряжения на стенке скважины, измеряемых величинами $\sim 1\text{--}2$ МПа (большие значения недопустимы, как это было показано в разделе 3.1, из-за возможного разрушения цементного камня), амплитуда напряжения в породе при удалении от скважины на 1 км будет измеряться величинами порядка нескольких паскалей. Отметим, что в монографии [17] посвященной анализу теории и практики разработки и эксплуатации Ромашкинского нефтяного месторождения, приведены аналогичные количественные оценки, характеризующие интенсивность затухания упругих волн при их распространении от скважинных источников.

Как отмечалось выше, формулы (5.5) и (5.6) получены в предположении, что горная порода представляет собой идеальную упругую среду и затухание волн напряжений обусловлено исключительно геометрическим фактором — расширением фронта волны. Очевидно, что учет потерь энергии упругой волны за счет диссипативных факторов, обусловленных вязким трением, пластическими микродеформациями среды и т. д., (см. формулу 5.1), лишь увеличивает интенсивность затухания волны по мере ее распространения.

Отметим, что при анализе механизмов волнового воздействия на продуктивные пласты при оценке интенсивности затухания упругих волн при их распространении в горных породах часто учитывается только затухание волн, обусловленное действием диссипативных факторов. В соответствии с формулой (5.1), характерный масштаб затухания L пропорционален длине упругой волны и для горных пород величина L равна примерно 1–10 длинам продольных упругих волн, на основании чего делается вывод о малой интенсивности затухания низкочастотных волн. Этот вывод был бы справедлив для волн с плоской симметрией или, другими словами, для волн, аналогичных волнам, распространяющимся вдоль упругого стержня. В то же время, для технологий волнового воздействия на продуктивные пласты с использованием скважинных источников, характерна другая геометрия области распространения волны — волны удаляются от своего источника, увеличивая фронт в соответствии с законами сферической или, в лучшем случае, цилиндрической симметрии. Полученные в данном разделе и представленные выше формулы (5.5) и (5.6) позволяют дать числовую оценку действия геометрического фактора затухания упругих волн в сплошной среде.

Как следует из приведенных выше числовых оценок, выполненных в соответствии с формулами (5.5) и (5.6), амплитуда сферических и цилиндрических упругих низкочастотных волн сильно затухает при удалении волны от скважинного источника.

Действительно, в соответствии с полученными решениями сферические и цилиндрические гармонические волны в горной породе выходят на законы затухания вида $1/r$ и $1/r^{1/2}$ для амплитуды напряжения при удалении от ствола скважины на расстояние, много большее величины $L = c_0/2\pi = \lambda/2\pi$, где λ — длина упругой волны. При обратном условии, то есть, при условии, что расстояние до ствола скважины будет значительно меньшим величины L , амплитуда напряжений будет убывать в соответствии с законами, следующими из решения задачи Ламе — $\sim 1/r^3$ в случае сферической и $\sim 1/r^2$ — цилиндрической симметрии, то есть, значительно быстрее, чем на больших расстояниях от ствола скважины. С физических позиций это вполне объяснимо, поскольку вблизи ствола скважины, распределение напряжений в породе удовлетворяет условиям квазистатического равновесия.

Отсюда следует, что амплитуда более коротких, то есть высокочастотных гармонических волн затухает с расстоянием медленнее, чем амплитуда низкочастотных волн, так как высокочастотные волны раньше выходят на более выгодное, в отношении скорости затухания их амплитуды, расстояние $r \gg L$, что и отражено в формулах (5.5), (5.6). Таким образом, в отличие от закономерностей затухания амплитуды упругих волн, обусловленных действием диссипативных факторов (формула 5.1), действие фактора геометрического расхождения фронта волны более значительно для затухания амплитуды низкочастотных волн.

Полученные оценки подтверждают вывод из раздела 5.1, заключающийся в том, что представления о физических механизмах волнового воздействия на нефтеотдачу пластов, основанные на эффектах прямого воздействия упругих волн на удаленные ($\sim 1-2$ км) от источника этих волн участки продуктивного пласта, не правомерны. Действительно, во всех известных лабораторных исследованиях по вибровоздействию на насыщенные образцы, напряжения воздействующих упругих волн, по крайней мере, на 3–4 порядка выше указанных величин в единицы паскалей, характеризующих амплитуду упругих волн, распространившихся на 1–2 км от своего источника.

С физических позиций полученные оценки свидетельствуют о том, что собственной энергии скважинного источника, очевидно, недостаточно, чтобы осуществлялось сколько-нибудь заметное воздействие на удаленные участки пласта. Это означает, что наблюдаемая на практике реакция пласта на волновое воздействие в радиусе 1–2 км обусловлена включением в процесс воздействия каких-то иных, дополнительных источников энергии. В соответствии с концепцией, изложенной в разделе 5.1, такой дополнительной энергией, может быть энергия упругого деформирования горной породы, накапливаемая в массиве породы при изменении пластового давления в процессе разработки продуктивных пластов и последовательно высвобождающаяся при волновом или ударно-волновом воздействии на массив горной породы.

При этом важно отметить, что такое высвобождение накопленной упругой энергии вызывается процессом перераспределения упругих напряжений в пласте и окружающих его породах, который может носить самоподдерживающийся характер. Другими словами, перераспределение напряжений в некотором объеме породы вблизи источника воздействия приводит к изменению напряженно-деформированного состояния породы в большем объеме породы и далее последовательно продолжается процесс разгрузки накопленных напряжений во все больших объемах горной породы, что и объясняет эффекты площадного действия скважинного источника упругих волн.

Из формул (5.5) и (5.6) вытекает вывод, касающийся влияния размеров источника волн на интенсивность их затухания при распространении по горной породе. Как следует из этих формул, амплитуда распространяющихся волн растет с ростом диаметра r_0 источника волн — в случае сферической симметрии этот рост пропорционален величине r_0^3 , при цилиндрической симметрии — r_0^2 . Степени в приведенных зависимостях являются следствием процесса затухания амплитуды напряжения вблизи источника волн, в частности, при цилиндрической симметрии показатель степени, равный 2, отражает квазистационарный процесс уменьшения напряжения, приложенного к стенке скважины, в ее приствольной зоне, описываемый формулами (3.1), следующими из решения задачи Ламе.

Согласно этому решению радиальное напряжение σ_r в приствольной зоне скважины быстро убывает ($\sim r_0^2/r^2$) при удалении от стенки скважины, к которой приложена некоторая нагрузка, и скорость этого убывания обусловлена развитием высоких угловых напряжений в упругой среде, уравнивающих радиальное напряжение. В том случае, когда в приствольной зоне скважины существуют трещины, угловые напряжения существенно снижены и радиальные напряжения затухают значительно медленнее, то есть, трещиноватость приствольной зоны с этих позиций фактически эквивалентна увеличению радиуса скважины r_0 , то есть радиуса источника упругих волн. Отсюда следует, что скважинный источник упругих волн наиболее эффективен при размещении его в действующей нагнетательной скважине, когда от действия высокого давления нагнетания жидкости раскрываются трещины в призабойной зоне скважины, что, по существу, увеличивает эффективный радиус скважины r_0 и, в соответствии с формулой (5.6), увеличивает амплитуду упругих волн, распространяющихся по горной породе.

Кроме рассмотренного выше случая распространения гармонических волн практический интерес представляет исследование закономерностей затухания в горной породе амплитуды скачков напряжения, как предельного варианта коротких волн с максимально крутым фронтом. Для анализа этих закономерностей воспользуемся точным аналитическим решением уравнения (5.3), описывающего распространение ударной цилиндрической

кой волны при мгновенном приложении постоянной нагрузки к стенке цилиндрической полости в идеальной (то есть, без учета действия диссипативных процессов) упругой среде, приведенного в работе [65].

В соответствии с этим решением амплитуда радиального напряжения на фронте скачка τ_ϕ убывает пропорционально $1/\tau_\phi^{1/2}$ (или $1/t^{1/2}$, поскольку $\tau_\phi = c_0 \cdot t$) с самого начала возникновения этого скачка, чего и можно было ожидать, поскольку скачкообразный рост напряжения на фронте скачка соответствует случаю предельно короткой волны, когда $L \rightarrow 0$. При этом вблизи стенки скважины, в соответствии с уравнениями квазистатического равновесия, напряжение убывает по закону $1/r^2$, что, на первый взгляд, входит в противоречие с законом более медленного убывания напряжения на фронте скачка.

Это противоречие снимается при асимптотическом анализе рассматриваемого решения в окрестности фронта скачка. Проведенный анализ показал, что величина напряжения быстро убывает по мере удаления от фронта скачка, причем, характерный масштаб убывания определяется радиусом полости (скважины) r_0 (рис. 5.1). Таким образом, в отличие от распространения скачка напряжения в стержне, то есть, при плоской симметрии движения, когда напряжение остается постоянным по величине во всей области за скачком, при распространении цилиндрических скачков распределение напряжений описывается немонотонной функцией. Как показано на рис. 5.1, вблизи стенки скважины ($r = r_0$) напряжение σ_r быстро убывает по законам квазистатического равновесия ($\sim 1/r^2$) от своего значения на стенке скважины (равного 1 в безразмерных переменных) и при приближении к фронту волны τ_ϕ быстро возрастает до значения, определяемого законом $\sim 1/\tau_\phi^{1/2}$.

В реальности картина распределения напряжений за цилиндрическим скачком будет отличаться от картины, изображенной на рис. 5.1, что обусловлено действием диссипативных факторов. Действительно, головная часть распределения напряжений за фронтом τ_ϕ , по существу, представляет собой короткую волну, с характерным масштабом, сопоставимым с радиусом

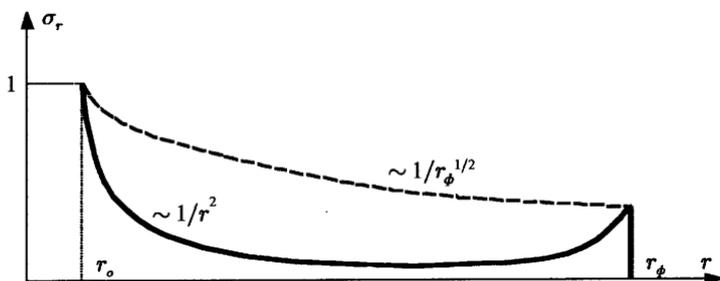


Рис. 5.1.

скважины, которая в соответствии с законом экспоненциального затухания (5.1), по мере распространения по горной породе должна интенсивно «размазываться» с быстрым уменьшением своей амплитуды. Таким образом, в действительности вместо четко выраженной головной части цилиндрической волны с высокой амплитудой, передняя часть распределения напряжений будет лишь незначительно превышать по амплитуде основную часть волны.

На рис. 5.2 на основе результатов анализа распределения напряжений в предыдущей задаче изображена трансформация первоначально прямоугольного распределения напряжений за цилиндрическим скачком, формируемым постоянной нагрузкой, прикладываемой к стенке скважины в течение ограниченного времени T , то есть, граничным импульсом напряжений прямоугольной формы. В силу линейности уравнений решение этой задачи может быть получено сложением решения предшествующей задачи с решением, соответствующим приложению к стенке скважины, начиная с момента времени T , постоянной нагрузки противоположного знака и равной по величине прежней нагрузке. Как следует из рис. 5.2, прямоугольный импульс напряжения, приложенный к стенке скважины, будет формировать распространяющуюся по горной породе знакопеременную волну.

Необходимо, вместе с тем, отметить, что с учетом действия диссипативных факторов резко выраженные головная и тыльная части распределения напряжений в действительности, по мере удаления импульса напряжений от стенки скважины, будут существенно сглаживаться. Таким образом, на основании проведенного анализа закономерностей распространения цилиндрических скачков напряжений можно заключить, что, несмотря на относительно медленное ($\sim 1/r_\phi^{1/2}$) затухание амплитуды фронта скачков, обусловленное действием фактора геометрического расширения фронта волны, механизмы диссипации упругой энергии будут приводить к более быстрому затуханию их амплитуды.

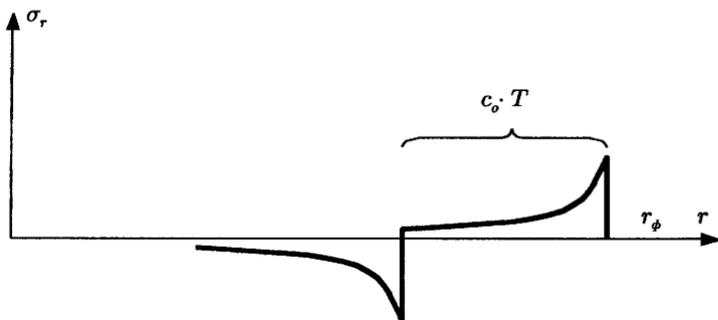


Рис. 5.2.

5.3. Особенности распространения упругих волн в слоисто-неоднородной горной среде

Анализ реакции горных пород на ударно-волновое и вибросейсмическое воздействие показывает, что в регистрируемом микросейсмическом фоне присутствуют некоторые характерные или доминантные частоты с максимальной интенсивностью волнового излучения [46, 78 и др.]. При этом, в частности, отмечается, что вибросейсмическое воздействие на нефтяную залежь с целью повышения нефтеотдачи продуктивных пластов наиболее эффективно именно на этих доминантных частотах. В этом разделе рассматривается один из возможных механизмов, обуславливающий появление доминантных частот при распространении упругих волн в массиве горных пород, связанный со слоистой неоднородностью его свойств.

Рассмотрим процесс распространения плоской бегущей волны вдоль упругого слоя толщиной h . Пусть ось x направлена вдоль слоя, ось y — ортогонально слою ($0 \leq y \leq h$). Как известно [77], распространение плоской бегущей волны может быть описано с помощью двух волновых функций φ и ψ , удовлетворяющих уравнениям:

$$\begin{aligned} \varphi_{tt} &= a_1^2 \cdot (\varphi_{xx} + \varphi_{yy}), \quad \psi_{tt} = a_2^2 \cdot (\psi_{xx} + \psi_{yy}) \\ a_1^2 &= E \cdot (1 - \nu) / \rho \cdot (1 + \nu) \cdot (1 - 2\nu), \quad a_2^2 = E/2 \cdot \rho \cdot (1 + \nu), \end{aligned} \quad (5.7)$$

где E , ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона горной породы, ρ — ее плотность, a_1 и a_2 — скорости продольных и поперечных упругих волн, t — переменная времени.

Смещения среды u и v вдоль осей x и y выражаются при этом следующим образом:

$$u = \varphi_x + \psi_y, \quad v = \varphi_y - \psi_x,$$

а соответствующие нормальные и касательные напряжения σ_x , σ_y и τ определяются с помощью закона Гука.

Решения уравнений (5.7), соответствующие бегущей волне, имеют вид:

$$\varphi = e^{i(k \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot f(y), \quad \psi = e^{i(k \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot g(y) \quad (5.8)$$

и приводят к следующим выражениям для функций f и g :

$$\begin{aligned} f &= A \cdot e^{-r \cdot y} + A_1 \cdot e^{r \cdot y}, \quad g = B \cdot e^{-s \cdot y} + B_1 \cdot e^{s \cdot y} \\ r^2 &= k^2 - k_1^2, \quad s^2 = k^2 - k_2^2, \quad k_1^2 = \omega^2/a_1^2, \quad k_2^2 = \omega^2/a_2^2, \end{aligned} \quad (5.9)$$

где A , A_1 , B , B_1 — произвольные константы, определяемые граничными условиями.

В дальнейшем для упрощения выкладок будем рассматривать два предельных случая, характерных для распространения упругих волн в слоисто-неоднородных горных средах. В первом случае будем считать, что упругий слой окружен более мягкими породами, имеющими значительно меньший модуль Юнга. При деформировании этих пород развиваются относительно малые по величине напряжения, что позволяет в этом случае в качестве граничных условий при $y = 0$ и $y = h$ принять условия

$$\sigma_y = 0, \tau = 0, \quad (5.10)$$

где σ_y — вертикальная, а τ — касательная компоненты напряжений.

Во втором предельном случае будем предполагать, что упругий слой (пласт), вдоль которого распространяется бегущая волна, окружен значительно более жесткими и малодеформируемыми породами с высоким значением модуля Юнга, что в данном случае позволяет на границах $y = 0$ и $y = h$ принять условия нулевых смещений:

$$u = 0, v = 0. \quad (5.11)$$

Оба рассматриваемых предельных случая позволяют проанализировать условия и особенности распространения бегущих волн вдоль упругих слоев без усложнения задачи описанием сопряженных процессов в окружающих породах.

В первом случае условия отсутствия напряжений (5.10) на границах слоя приводят к однородной системе линейных уравнений относительно констант A, A_1, B, B_1 :

$$\begin{aligned} (k^2 + s^2) \cdot (A \cdot e^{-r \cdot h} + A_1 \cdot e^{r \cdot h}) - 2 \cdot i \cdot k \cdot s \cdot (-B \cdot e^{-s \cdot h} + B_1 \cdot e^{s \cdot h}) &= 0 \\ (k^2 + s^2) \cdot (B \cdot e^{-s \cdot h} + B_1 \cdot e^{s \cdot h}) + 2 \cdot i \cdot k \cdot r \cdot (-A \cdot e^{-r \cdot h} + A_1 \cdot e^{r \cdot h}) &= 0 \\ (k^2 + s^2) \cdot (A + A_1) - 2 \cdot i \cdot k \cdot s \cdot (-B + B_1) &= 0 \\ (k^2 + s^2) \cdot (B + B_1) + 2 \cdot i \cdot k \cdot r \cdot (-A + A_1) &= 0, \end{aligned} \quad (5.12)$$

характеристическое уравнение которой определяет значение волнового параметра k в бегущей волне.

Анализ характеристического уравнения системы (5.12) показывает, что при больших значениях частот, когда толщина пласта h значительно превосходит длину волны, всегда существует действительный положительный корень этого уравнения, соответствующий высокочастотной бегущей волне. Кроме того, и при малых значениях толщины пласта h ($r \cdot h, s \cdot h \ll 1$) такой корень существует и имеет вид

$$k^2 = k_2^4 / 4 \cdot (k_2^2 - k_1^2)$$

или

$$k^2 = \omega^2 \cdot (1 + \nu) \cdot (1 - \nu) / c_0^2, c_0^2 = E / \rho.$$

Таким образом, независимо от толщины жесткого пласта, окруженного более мягкими породами, вдоль него в виде бегущей волны могут распространяться упругие волны любой частоты, не рассеивающиеся в силу условий (5.10) (то есть, условий отсутствия потоков энергии на границах пласта) в окружающих породах. Практически условия (5.10) выполняются приближенно, то есть поток энергии упругой волны, распространяющейся вдоль жесткого пласта, в окружающие его породы все же существует, поэтому, строго говоря, полученный результат свидетельствует о возможности распространения вдоль жесткого пропластка упругих волн со слабым взаимодействием их с окружающими породами.

Во втором предельном случае, когда волна распространяется вдоль пласта, окруженного более жесткими породами, ситуация существенно изменяется. Система уравнений для определения констант A, A_1, B, B_1 в этом случае принимает вид:

$$\begin{aligned} i \cdot k \cdot (A \cdot e^{-r \cdot h} + A_1 \cdot e^{r \cdot h}) + s \cdot (-B \cdot e^{-s \cdot h} + B_1 \cdot e^{s \cdot h}) &= 0 \\ r \cdot (-A \cdot e^{-r \cdot h} + A_1 \cdot e^{r \cdot h}) - i \cdot k \cdot (B \cdot e^{-s \cdot h} + B_1 \cdot e^{s \cdot h}) &= 0 \\ i \cdot k \cdot (A + A_1) + s \cdot (-B + B_1) &= 0 \\ r \cdot (-A + A_1) - i \cdot k \cdot (B + B_1) &= 0. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Анализ системы уравнений (5.13) показывает, что, как и в первом предельном случае, существует корень характеристического уравнения, соответствующий высокочастотным бегущим волнам. Отсюда можно сделать вывод, что при толщине пласта, многократно превышающей длину упругой волны, условия на границах пласта оказывают несущественное влияние на возможность существования бегущих вдоль пласта упругих волн.

Вместе с тем, при малой толщине пласта ($r \cdot h, s \cdot h \ll 1$) в отличие от первого случая действительных корней характеристического уравнения системы (5.13) не существует, то есть граничное условие (5.11) — условие отсутствия смещений на границах пласта — не допускает возможности существования бегущей вдоль пласта упругой волны. Это означает, что низкочастотные упругие волны, распространяющиеся вдоль мягкого пласта, окруженного более жесткими породами, интенсивно рассеиваются в этих породах.

В то же время система уравнений (5.13) допускает существование особых корней характеристического уравнения, когда равен нулю параметр r ($k=k_1$) и одновременно выполняется условие

$$e^{s \cdot h} = 1,$$

определяющее ряд особых значений частоты бегущей волны ω_n

$$\omega_n = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot c_0 \cdot [(1 - \nu)/(1 + \nu)]^{0.5} / h, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.14)$$

при которых возможно существование бегущих вдоль пласта упругих волн, не взаимодействующих с окружающими породами.

Если в первом случае — случае жесткого пропластка, окруженного более мягкими породами — существование дополнительных корней характеристического уравнения принципиально не изменило бы сделанных выше выводов, то во втором случае такие особые корни характеристического уравнения являются единственными корнями, соответствующими низкочастотным упругим волнам, способным распространяться вдоль пласта без взаимодействия с окружающими породами (или, практически, со слабым взаимодействием, если учитывать возможность малых смещений в окружающих породах). Очевидно, что волны описанного типа будут выделяться на общем микросейсмическом фоне как волны повышенной интенсивности и это означает, что частоты, определяемые соотношениями (5.14) могут интерпретироваться как доминантные частоты пласта.

Отметим, что нефтегазосодержащие пласты в отличие от окружающих их вмещающих пород характеризуются повышенной трещиноватостью, что существенно снижает значение эффективного модуля Юнга (и, соответственно, значение скорости упругих волн) в этих пластах. Отсюда следует, что особенности процессов распространения упругих волн в продуктивных пластах наиболее близки к особенностям распространения волн, рассмотренных во втором предельном случае — случае мягкого пласта, окруженного более жесткими породами.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно заключить, что продуктивные пласты, в отличие от вмещающих их пород, должны характеризоваться наличием в их микросейсмическом фоне особых доминантных частот вида (5.14), поскольку, как это следует из полученных результатов, только на этих частотах вдоль продуктивных пластов могут распространяться низкочастотные упругие волны, слабо взаимодействующие с окружающими породами, то есть, волны, характеризующиеся малым рассеиванием упругой энергии в окружающие породы.

5.4. Механизмы, обуславливающие эффекты акустического резонанса в действующих скважинах

Действующие скважины, как добывающие, так и нагнетательные, представляя собой каналы большой длины и переменного сечения (в призабойной зоне скважины), при определенных условиях могут быть источниками возбуждения автоколебаний гидро-газодинамического давления. Возможность возбуждения и усиления таких колебаний в действующих скважинах может быть использована, с одной стороны, в технологиях вол-

нового воздействия на продуктивные пласты. С другой стороны, в случаях, когда пульсации давления в скважине оказывают негативное влияние на процессы нефтегазодобычи, способствуя разрушению цементного камня и горной породы в призабойной зоне и выносу частиц разрушенной породы в ствол скважины, возникает необходимость снижения интенсивности таких колебаний.

Конструктивно колонна насосно-компрессорных труб в сочетании с пакером, установленным в нижней части скважины, представляет собой аналог акустического резонатора Гельмгольца [48], способного усиливать колебания давления в потоке жидкости или газа на собственной частоте этого резонатора. Резонатор Гельмгольца относится к категории эффективных резонаторов, потому что, в отличие от большинства акустических резонаторов других типов, он имеет единственную собственную частоту колебаний и поэтому при их возбуждении не происходит рассеивания упругой энергии за счет колебаний с высокой частотой.

На рис. 5.3а приведено схематическое изображение резонатора Гельмгольца в варианте, наиболее близком к тому, что реализуется в действующей скважине из сочетания элементов колонны труб и подпакерного пространства (рис. 5.3б). Физически такой резонатор состоит из герметичной полости большого диаметра с входом в эту полость в виде канала малого диаметра. На рис. 5.3а резонатор представлен в виде наиболее простой конструкции из трубы большого диаметра (площади S) длиной L и входной трубы малого диаметра (площади s) длиной l . На рис. 5.3б схематично изображена геометрическая форма подпакерной зоны скважины, в которой роль полости большого диаметра играет сама подпакерная зона, а роль входного канала выполняет сужение сечения насосно-компрессорных труб в месте установки пакера.

Отметим, что в скважине могут существовать или быть искусственно созданы другие конструкции различного размера, состоящие из полости с входным каналом, также являющиеся акустическими резонаторами. Существенным для процессов нефтегазодобычи с позиций предотвращения разрушения призабойной зоны скважины представляется образование каверн вокруг перфорационного канала, которая в сочетании с входом малого диаметра в виде перфорационного отверстия в обсадных трубах представляет собой резонатор описываемого типа. При течении жидкости или газа в межтрубном кольцевом пространстве вдоль таких отверстий происходит возбуждение акустических колебаний, интенсивность которых пропорциональна скорости течения и количеству таких резонаторов. Учитывая, что число перфорационных отверстий велико (порядка 5–10 отверстий на 1 м), и объемы образующихся каверн сопоставимы между собой по величине, в скважине могут возбуждаться интенсивные акустические колебания в достаточно узком диапазоне частот. Такие колебания могут быть причиной активизации процесса выноса песка из призабойных зон

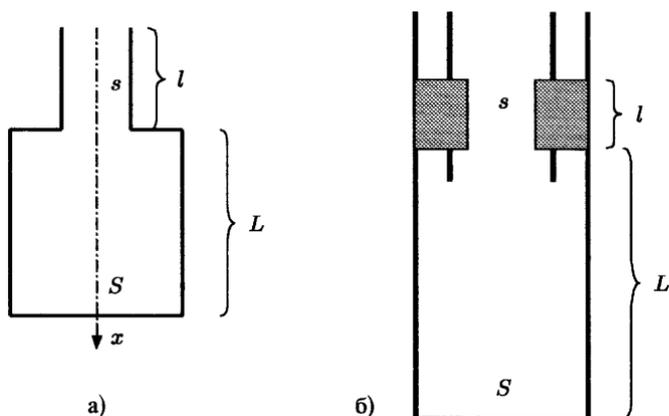


Рис. 5.3.

добывающих скважин, что существенно для поздней стадии разработки газовых месторождений Западной Сибири, характеризующихся низкой прочностью пород-коллекторов, при возрастании вертикальной нагрузки на них по мере снижения пластового давления.

Таким образом, исследование закономерностей возбуждения акустических колебаний в скважинах необходимо как для определения возможностей усиления этих колебаний при их использовании для воздействия на пласт, так и для снижения их интенсивности с целью устранения негативно влияния пульсаций давления на состояние призабойной зоны скважины.

Для вывода зависимостей, определяющих собственные частоты скважинных акустических резонаторов и эффективность их действия, рассмотрим конструкцию, составленную из двух труб различного диаметра (рис. 5.3.а). Здесь через L обозначена длина трубы большого диаметра, l — трубы малого диаметра, через S и s , соответственно, площади их внутренних сечений. Направим ось x вдоль оси устройства. При условии, что длина возбуждаемой волны значительно превышает размеры l и L , закон движения жидкого объема Δx в трубе малого диаметра и закон роста давления ΔP в трубе большого диаметра могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho_0 \cdot s \cdot \Delta x \cdot x'' &= (P_0 - P) l \cdot \Delta x \cdot s \\ \beta \cdot \Delta P &= x' \cdot \Delta t \cdot s / (L \cdot s) \end{aligned}$$

или, после некоторых преобразований, в виде:

$$x'' = P_0 / (\rho_0 \cdot l) - (s/S) \cdot (a_0^2 / l \cdot L) \cdot x, \quad a_0^2 = 1 / (\rho_0 \cdot \beta). \quad (5.15)$$

Здесь $P_0(t)$ — давление на входе в трубку малого диаметра, $P(t)$ — давление в трубе большого диаметра, ρ_0 , β , a_0^2 — плотность, коэффициент

объемного сжатия и скорость звука газа (жидкости). Символ ' означает дифференцирование по времени t .

Уравнение (5.15) представляет собой типичное уравнение линейного осциллятора, аналогичного уравнению, описывающему колебания тяжелого шарика, закрепленного на упругой пружине. В данном случае, как следует из приведенного уравнения, роль инерционного элемента играет поток жидкости (газа) в трубке малого диаметра, а роль упругого элемента выполняет жидкость (газ), накапливающаяся во внутренней полости трубки большого диаметра.

Из уравнения (5.15) следует, что собственной частотой резонатора будет являться частота ω_0 , определяемая соотношением

$$\omega_0^2 = (a_0^2/l \cdot L) \cdot (s/S), \quad (5.16)$$

из которого следует, что исходное предположение о том, что длина возбуждаемой резонатором волны λ , определяемая соотношением

$$\lambda = 2 \cdot \pi \cdot (l \cdot L)^{0.5} \cdot (S/s)^{0.5}, \quad (5.17)$$

будет значительно превышать его размеры, выполняется при условии

$$s/S \ll 1,$$

то есть при условии, что внутреннее сечение трубки малого диаметра будет значительно меньше внутреннего сечения трубы большого диаметра.

Свободный член в уравнении (5.15) соответствует функции давления на входе в трубку малого диаметра. Если колебания давления на входе имеют амплитуду P_0 и частоту ω , то согласно решению уравнения (5.15), амплитуда колебаний давления в полости резонатора будет определяться выражением

$$P_0(1 - (\omega/\omega_0)^2), \quad (5.18)$$

из которого следует, что в случае, когда частота входящих колебаний совпадает с собственной частотой резонатора ω_0 , определяемой выражением (5.16), будет происходить бесконечное усиление этих входящих колебаний.

Очевидно, любые реально существующие резонаторы не обеспечивают теоретически прогнозируемого бесконечного коэффициента усиления. В рассматриваемом случае величина действительного коэффициента усиления ограничивается некоторыми факторами, не учитываемыми при выводе упрощенного уравнения (5.15). Для количественного анализа и учета этих факторов рассмотрим более точные уравнения, описывающие движение сжимаемой среды через неоднородный по сечению канал, каким является рассматриваемый резонатор (рис. 5.3а). Будем использовать линейные уравнения движения слабосжимаемой жидкости вида:

$$\beta \cdot P_t = -u_x, \quad \rho_0 \cdot u_t = -P_x.$$

Здесь используются те же обозначения и параметры, что и при выводе уравнения (5.15), при этом u — средняя по сечению канала скорость движения среды.

Для неизвестных функций P и u ставятся следующие граничные условия, соответствующие условиям на границах резонатора:

$$x = 0: P = P_0 \cdot e^{\omega t}; \quad x = l: P(\Gamma) = P(\Gamma^+), u(\Gamma) \cdot s = u(\Gamma^+) \cdot S; \quad x = L: u = 0, \quad (5.19)$$

и соответствующие тому, что на входе в трубку малого диаметра задаются колебания давления, в концевой точке трубы большого диаметра ставится условие непроницаемости, а в точке смены диаметров труб выполняются условия сопряжения потоков — равенства давлений и интегральных по сечению потоков ниже (Γ^+) и выше (Γ) точки $x = l$.

Общее решение рассматриваемых уравнений может быть найдено в виде следующих функций:

$$P = C \cdot e^{\omega t + \omega \cdot x/a_0} + C_1 \cdot e^{\omega t - \omega \cdot x/a_0}, \\ u = -C \cdot e^{\omega t + \omega \cdot x/a_0} + C_1 \cdot e^{\omega t - \omega \cdot x/a_0},$$

причем константы C и C_1 принимаются различными для областей течения выше и ниже точки $x = l$.

Таким образом, для определения четырех неизвестных констант имеется четыре условия (5.19), из которых можно получить характеристическое уравнение соответствующей линейной системы уравнений. Анализ этого уравнения показывает, что, вообще говоря, не существует таких значений частоты ω , при которых определитель Δ этой системы точно обращался бы в ноль, но при значениях ω , определяемых соотношением (5.16), и при выполнении условия $s/S \ll 1$, величина Δ становится близкой к нулю и, с точностью до малых высшего порядка, будет определяться выражением:

$$\Delta = \omega^2 - a_0^2 \cdot (s/S) / (l \cdot L) \cdot [1 + (s/S) \cdot (L^2 + l^2) / 3 \cdot l \cdot L + \dots] \approx \omega_0^2 \cdot (s/S) \cdot (L^2 + l^2) / (3 \cdot l \cdot L).$$

Таким образом, при значениях $\omega = \omega_0$, где ω_0 определяется выражением (5.16), фактический коэффициент усиления резонатора, изображенного на рис. 5.3а, будет описываться выражением вида

$$P_0/\varepsilon,$$

где ε — малая величина, определяемая формулой вида:

$$\varepsilon = (s/S) \cdot (L^2 + l^2) / (3 \cdot l \cdot L). \quad (5.20)$$

Формула (5.20) важна для анализа возможностей реального проявления эффекта резонансного усиления колебаний с помощью резонаторов описываемого типа (рис. 5.3а), поскольку с ее помощью может быть опре-

делен коэффициент $N \sim 1/\varepsilon$ усиления колебаний давления на входе в резонатор. Кроме того, из формулы (5.20) следует вывод относительно оптимального соотношения параметров l и L , при котором эффективность резонатора будет максимальной.

Действительно, выражение $(L^2 + l^2)/(1-L)$, входящее в формулу (5.20), достигает минимума при условии $l = L$ и это значит, что для достижения максимального коэффициента усиления резонатора помимо условия минимально возможного значения величины отношения s/S , необходимо, чтобы длина трубки малого диаметра l была равна длине L трубки большего диаметра. Заметим при этом, что область максимума указанного выше выражения достаточно широка, то есть, при значениях l/L или $L/l \sim 2$, коэффициент усиления колебаний снижается всего на $\sim 25\%$. Это значит, что конструкция, изображенная на рис. 5.3а, остается достаточно эффективной как акустический резонатор, при условии, что длина полости даже в несколько раз превышает длину входного канала.

Таким образом, сочетание подпакерного пространства и сужения проходного сечения колонны насосно-компрессорных труб в области установки пакера (рис. 5.3б) будет являться аналогом резонатора Гельмгольца при условии, что длина подпакерного пространства L сопоставима с размерами пакера l . Отсюда следует, что при размерах пакеров $l \sim 2.5$ м, устанавливаемых в газодобывающих скважинах, и при длине подпакерного пространства, находящейся в пределах 10–15 м, нижняя часть газодобывающей скважины будет являться достаточно эффективным акустическим резонатором, усиливающим амплитуду пульсаций газодинамического давления. При диаметрах проходных сечений труб в месте установки пакеров, равных 3.2, 4.4, 5.4, 6.5, 8.86 см [22], внутренних диаметрах обсадных труб, находящихся в диапазоне значений 15–20 см, скорости звука ~ 300 м/с частота собственных колебаний, возбуждаемых и усиливаемых в нижней части газодобывающей скважины, будет находиться в интервале значений ~ 1 –10 герц.

Как известно [48], пульсации гидродинамического (газодинамического) давления в трубах могут быть усилены или, наоборот, ослаблены, если в компоновку труб на определенных участках включены секции труб другого диаметра, равным половине или четверти длины распространяющейся волны, и также выполняющие роль акустических резонаторов. Таким образом, одним из способов управления процессом возбуждения колебаний давления в нижней части скважины может быть установка над пакером секции насосно-компрессорных труб увеличенного или уменьшенного диаметра и длиной, находящейся в пределах 100–150 м и согласованной с длиной развивающихся в скважине волн.

Аналогичным образом может быть оценена частота волн, возбуждаемых кавернами, образующимися вокруг перфорационных каналов в призабойной зоне скважины (раздел 3.5). Если для оценок принять, что длина

каверны соразмерна с длиной перфорационных каналов (~ 20–50 см), их средний диаметр измеряется величинами порядка 10–50 см, диаметр входного участка соразмерен с диаметром перфорационного отверстия в обсадных трубах (~ 1–2 см), а его эффективная длина измеряется величиной из диапазона значений 1–10 см, то частота собственных колебаний, возбуждаемых таким резонатором, будет находиться в диапазоне от 10–20 до первых сотен герц. Как отмечалось выше, в призабойной зоне скважины при плотности перфорации ~ 5–10 отверстий на метр образуются десятки и сотни таких резонаторов и их суммарное действие может приводить к развитию пульсаций давления высокой интенсивности, что будет негативно отражаться на состоянии призабойной зоны и способствовать выносу песка в ствол скважины.

Очевидно, что снижение дебита добывающей скважины, сопряженное со снижением скорости потока в стволе скважины на уровне интервала перфорации и перфорационных отверстий, будет способствовать уменьшению интенсивности колебаний давления, возбуждаемых в кавернах. Вместе с тем, скорость потока жидкости (газа) в стволе скважины на уровне интервала перфорации может быть уменьшена и без снижения дебита скважины, а путем увеличения площади сечения канала, по которому движется этот поток. Это значит, что одним из способов снижения интенсивности акустических колебаний, инициируемых перфорационными каналами и образующимися вокруг них кавернами, может быть использование насосно-компрессорных труб малого диаметра на уровне интервала перфорации продуктивного пласта.

5.5. Анализ возможностей использования штанговых глубинных насосов в качестве источников волнового воздействия на продуктивные пласты

Целью этого раздела является обоснование возможности использования в качестве средства волнового воздействия на пласт и призабойную зону скважин действующего нефтепромыслового оборудования, а именно, штанговых глубинных насосов, работа которых сопровождается развитием динамических процессов в стволе скважины и в колонне насосно-компрессорных труб. Использование этих динамических процессов позволит совместить процесс эксплуатации скважин с одновременной волновой обработкой пласта.

Колебания гидродинамического давления, обусловленные периодичностью отбора жидкости из скважины при работе штангового глубинного насоса, как правило, незначительны и это обусловлено относительно малым

расстоянием от спущенного насоса до свободной поверхности жидкости в скважине. Действительно, период колебаний T станка-качалки находится в диапазоне 5–10 сск, а время пробега волны возмущения от насоса до свободной поверхности и обратно при характерной глубине погружения насоса под уровень жидкости, равной примерно 200–300 м, составляет величину, находящуюся в диапазоне значений, измеряемом несколькими десятками долями секунды, то есть, величину, значительно меньшую периода времени T . Это значит, что колебания гидродинамического давления, возбуждаемые работой насоса, практически полностью нейтрализуются волнами разгрузки, отражающимися от свободной поверхности, исключая достаточно редкие ситуации, когда насос спущен под уровень жидкости значительно глубже, чем на 200–300 м или отбор жидкости производится через достаточно длинный хвостовик.

Максимальные колебания давления достигаются в случае, когда область отбора жидкости находится на уровне продуктивного пласта и отделена пакером от остальной части ствола скважины. В этом случае амплитуда колебаний гидродинамического давления δP приблизительно может быть оценена соотношением

$$\delta P = \delta V / 2 \cdot \beta \cdot V_0,$$

где β — коэффициент сжимаемости жидкости, δV — объем жидкости, отбираемой из подпакерной зоны за один ход плунжера насоса, V_0 — объем подпакерной зоны. При значениях $1/\beta \sim 1000$ МПа, $\delta V \sim 1\text{--}2$ л, $V_0 \sim 0.1\text{--}0.2$ м³ величина δP будет находиться в диапазоне значений в несколько атмосфер, то есть колебания давления в этом случае будут являться существенным фактором, могущим заметно повлиять на фильтрационные процессы в призабойной зоне скважины. В остальных случаях, когда отбор жидкости производится из зоны ствола, удаленной от свободной поверхности на несколько сотен метров, колебания давления в жидкости, обусловленные периодичностью работы насоса, будут находиться в пределах нескольких десятых долей атмосферы и меньше.

Другой принцип, отличный от гидродинамического, при котором штанговый глубинный насос может быть использован в качестве источника ударно-волнового воздействия на пласт, основан на том, что работа штангового насоса сопровождается периодическими динамическими нагрузками на колонну штанг и колонну насосно-компрессорных труб (НКТ). При ходе плунжера насоса вверх вес жидкости, находящейся в НКТ (выше динамического уровня жидкости в скважине), воспринимается колонной штанг, при обратном ходе плунжера эта нагрузка перераспределяется на колонну НКТ, растягивая ее. Величина этой, периодически действующей нагрузки, определяется площадью плунжера насоса, которая для практически применяемых насосов находится в диапазоне $\sim 10\text{--}25$ см², а также перепадом давле-

ния жидкости на плунжере, который определяется глубиной спуска насоса в скважину и может достигать ста атмосфер и более. Практически величина периодически действующей на колонну НКТ нагрузки может достигать 1–2 тонн, что вполне сопоставимо с теми нагрузками, которые достигаются при применении специальных скважинных ударно-волновых устройств для воздействия на призабойную зону скважины.

Наиболее простым способом, при котором динамические напряжения, развивающиеся в колонне НКТ, могут быть использованы для воздействия на пласт, является способ, при котором НКТ удлиняются специальным хвостовиком, который опирается на забой скважины [3, 4] или на якорь, установленный на уровне продуктивного пласта [74]. При этом НКТ разгружаются, по крайней мере, частично, от динамических нагрузок, значительная часть которых будет восприниматься трубами хвостовика, и эти нагрузки будут передаваться в массив горной породы в зоне продуктивного пласта, то есть, будет осуществляться периодическое ударно-волновое воздействие на пласт и призабойную зону добывающей скважины непосредственно в процессе ее эксплуатации.

Рассмотрим наиболее существенные особенности динамических процессов, развивающихся в упругой системе колонна штанг — колонна НКТ — хвостовик. Этот анализ необходим для выбора наиболее рациональной компоновки системы труб при реализации описываемого способа.

При нагружении НКТ и хвостовика распределение нагрузки между ними будет определяться соотношением соответствующих сечений труб или, что эквивалентно, соотношением веса единицы длины труб, из которых составляются колонны НКТ и хвостовика. Условия равенства смещений труб и суммарной нагрузки приводят к следующему выражению для нагрузки F_x , воспринимаемой хвостовиком:

$$F_x = F \cdot M_x / (M_x + M_{\text{нкТ}}),$$

где F — общая нагрузка на плунжере насоса, M_x , $M_{\text{нкТ}}$ — удельные массы труб хвостовика и колонны НКТ.

Как следует из приведенной формулы, нагрузка, передаваемая хвостовику, будет тем выше, чем больше отношение $M_x/M_{\text{нкТ}}$, откуда следует, что для наиболее полной передачи импульса в хвостовик и далее, в горную породу, хвостовик необходимо набирать из массивных труб. Отметим при этом, что единственным назначением хвостовика в данном случае является передача упругого импульса и требований к герметичности труб не предъявляется, то есть могут использоваться бывшие в употреблении бурильные трубы. Если удельная масса бурильных труб будет в 1.5–2.5 раза превышать удельную массу труб из колонны НКТ, то, в соответствии с приведенной формулой, на хвостовик будет передаваться 60–70 % общей нагрузки.

Вместе с тем, необходимо отметить, что помимо потерь упругой энергии при распространении импульса по хвостовику, амплитуда упругой

волны будет существенным образом определяться зависимостью нагрузки F от времени. Дело в том, что перераспределение нагрузки с колонны штанг на колонну НКТ, например при ходе штанг вниз, происходит не мгновенно, а в течение некоторого периода времени T^* , в течение которого колонна штанг разгрузится и ее длина по законам упругого деформирования сократится на соответствующую величину $\lambda_{\text{ш}}$. Продолжительность этого периода можно приближенно оценить временем, в течение которого устьевой шток из своей верхней точки опустится на расстояние, равное $\lambda_{\text{ш}}$, и длина колонны штанг будет соответствовать разгруженному состоянию колонны. В течение этого времени T^* и будет происходить перераспределение действия веса столба жидкости в НКТ с колонны штанг на колонну НКТ. Очевидно, что в оптимальном варианте время установления максимальной нагрузки F на колонну НКТ должно быть меньше удвоенного времени пробега волны напряжения по хвостовику, поскольку в противном случае отраженная волна будет снижать передаваемую в хвостовик нагрузку. По аналогичным причинам в оптимальном варианте время T^* должно быть меньше удвоенного времени пробега упругой волны от уровня установки насоса до устья скважины.

Эти условия связывают между собой такие параметры, как длина хвостовика, длина и площадь сечения колонны штанг, НКТ, частота качаний станка-качалки, длина хода штанг и т. д. Рассмотрим в качестве примера случай, когда колонна штанг со средней площадью сечения, равной 3 см^2 , имеет длину 1000 м. Пусть амплитуда динамической нагрузки равна 1 тонне ($\sim 10^4 \text{ Н}$). Тогда при модуле Юнга стали $E = 2.2 \cdot 10^5 \text{ МПа}$ удлинение $\lambda_{\text{ш}}$ составит величину, равную приблизительно 15 см. При работе станка-качалки в режиме гармонических колебаний с числом качаний в минуту, равным 10, и с длиной хода штанг, равной 3 м, время T^* , необходимое для того, чтобы устьевой шток опустился из своей верхней точки на 15 см, будет равно $\sim 0.43 \text{ сек}$. Тогда, при скорости звука в стали, равной 5.1 км/сек, длина хвостовика и колонны НКТ, достаточная для того, чтобы отраженные волны не снижали передаваемую на хвостовик нагрузку, составит величину, равную $\sim 1100 \text{ м}$.

Очевидно, что с позиций возможных потерь упругой энергии при распространении волны хвостовик такой длины может быть неэкономичен, поэтому необходимо исследовать возможности достижения и других локальных максимумов величины нагрузки, передаваемой в породу. Использование резонансных свойств неоднородной упругой системы, какой является колонна труб, составленная из труб различного диаметра и утяжеленных элементов, за счет специального выбора этих параметров компоновки, может существенно увеличить амплитуду динамического воздействия на опору хвостовика.

Численный анализ процесса формирования упругих волн в компоновке НКТ с хвостовиком с опорой на забой, инициируемого работой станка-

качалки, показал, что экспоненциальный закон нарастания площади его сечения, рекомендуемый в работах [3, 4] в действительности, мало, в пределах нескольких процентов, усиливает нагрузку на забой в сравнении с однородной компоновкой хвостовика, что обусловлено большой длиной возбуждаемой волны в сравнении с характерными размерами реально используемых хвостовиков и практически квазистационарным характером их нагружения.

Вместе с тем, численные и аналитические исследования особенностей развития упругих колебаний в компоновке НКТ позволили установить, что включение в компоновку хвостовика компактного утяжеленного элемента приводит к эффекту снижения собственной частоты колебаний колонны НКТ, что создаст дополнительные возможности управления процессом развития упругих колебаний в колонне. Возможность согласования периода упругих колебаний в колонне НКТ с периодом процесса нагрузки — разгрузки колонны, обусловленного работой станка-качалки, создаст условия резонансного усиления амплитуды упругих волн и, соответственно, увеличения интенсивности волнового воздействия на пласт. Согласование периодов означает выполнение условия, в соответствии с которым в периоде качаний станка-качалки, в оптимальном варианте, должно укладываться целое нечетное число периодов собственных колебаний колонны НКТ с утяжеленным элементом. Этот вариант согласования будет являться оптимальным, поскольку в периоде качаний станка-качалки присутствует как фаза нагружения колонны, так и, практически ей симметричная, фаза разгрузки. Поэтому при условии, что в полупериоде колебаний станка-качалки укладывается целое число периодов колебаний колонны плюс половина периода, будет происходить одновременное резонансное согласование как фаз нагружения, так и фаз разгрузки колонны с соответствующими фазами колебаний колонны на собственной частоте.

Для иллюстрации установленного эффекта изменения собственной частоты колонны от включения в компоновку компактного тяжелого элемента на рис. 5.4 приведены характерные результаты численного расчета (в безразмерных переменных) зависимости нагрузки на забой от времени при однородной компоновке (кривая 1) и компоновке колонны НКТ с утяжеленным элементом в ее средней части (кривая 2).

Для численных и аналитических исследований использовалось уравнение вида

$$w_{tt} = c_0^2 \cdot w_{xxx},$$

описывающее распространение упругих колебаний в прямолинейном неоднородном по сечению стержне. Здесь через w обозначено смещение среды, через c_0 — скорость звука в этой среде. Верхний и нижний конец стержня считались закрепленными ($w = 0$), что соответствует условиям закрепления колонны НКТ на устье скважины и условиям опирания колонны на ее забой. Включение в компоновку утяжеленного элемента мо-

делировалось соответствующим изменением поперечного сечения стержня с условием равенства смещений среды и полной нагрузки в точках сопряжения различных элементов колонны.

При проведении расчетов принималось, что в покоящейся до начального момента времени $t = 0$ упругой колонне длиной 1500 м в ее средней точке прикладывается нагрузка F по закону $F = (t/2500)^2$ при $t < 2500$ и $F = 1$ при $t > 2500$ (1 секунде физического времени в данных расчетах соответствует 5000 единиц безразмерного времени). Отметим, что хотя такая постановка задачи отражает развитие волнового процесса от действия единичного импульса нагрузки колонны, что не вполне соответствует реальному установившемуся процессу нагрузки-разгрузки колонны НКТ при работе станка-качалки, но, тем не менее, эти расчеты позволяют проиллюстрировать эффект зависимости собственной частоты развивающихся в колонне колебаний от наличия в ее компоновке компактного утяжеленного элемента.

Как следует из представленных на рис. 5.4 результатов, зависимость нагрузки на забой от времени для однородной компоновки НКТ со стандартным диаметром труб 73 мм достаточно быстро выходит на периодический режим, период которого определяется временем пробега упругой волны от забоя до устья и обратно (кривая 1). При включении в компоновку колонны под насосом сплошного стального цилиндра диаметром 8 см и длиной 20 м (кривая 2), соответствующее решение также выходит на установившийся периодический режим, но при этом, как видно из рис. 5.4, увеличивается период собственных колебаний компоновки, а также происходит некоторое увеличение амплитуды этих колебаний.

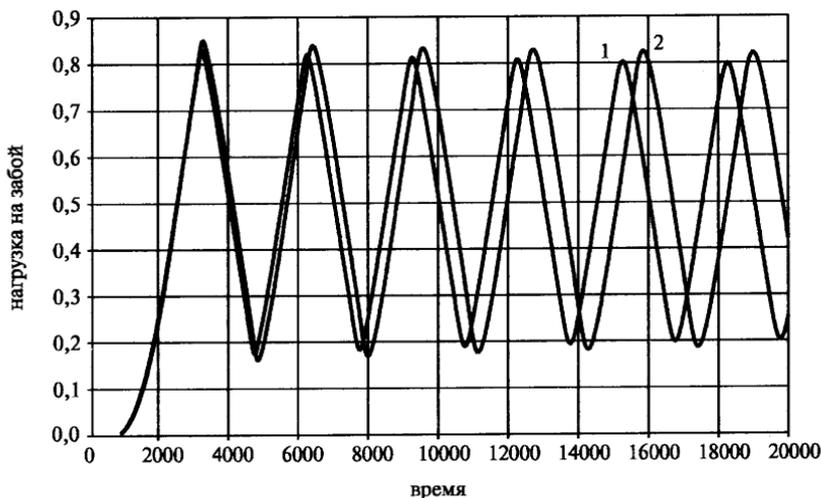


Рис. 5.4.

Аналитические исследования подтвердили эффект уменьшения собственной частоты колебаний колонны от включения компактного утяжеленного элемента в ее компоновку. Аналогично тому, как это было сделано в предыдущем разделе 5.3, решение приведенного выше волнового уравнения может быть найдено в виде суперпозиции бегущих волн с последующим определением корней характеристического уравнения, то есть, определением собственных частот колебаний стержня с указанными граничными условиями и условиями сопряжения в точках контакта различных элементов неоднородного стержня.

Проведенный асимптотический анализ решений характеристического уравнения показал, что при выполнении условия $\epsilon \ll 1$ период T колебаний колонны с компактным утяжеленным элементом может быть выражен формулой вида

$$T = T_0 \cdot (1 + \epsilon),$$

где T_0 — период колебаний однородной колонны, ϵ — некоторый малый корректирующий параметр, величина которого является функцией длины всей колонны L , длины утяжеленного элемента l_m , отношения удельных масс колонны труб и утяжеленного элемента, и координаты места установки этого элемента в колонне.

Компактность утяжеленного элемента означает выполнение условия $l_m/L \ll 1$, то есть, условия, согласно которому длина массивного элемента должна быть малой в сравнении с длиной всей компоновки. Численный анализ показал, что описываемый эффект снижения собственной частоты колебаний колонны существует при выполнении условия $\epsilon < \sim 0.08-0.1$, превышение параметром ϵ указанной границы приводит к искажению формы развивающихся колебаний и нарушению их периодичности.

Проведенный анализ показал также, что величина ϵ уменьшается до нуля при смещении места установки утяжеленного элемента в нижнюю часть хвостовика. Численными исследованиями установлено, что условием достижения практически значимого эффекта является условие размещения этого элемента в верхней половине хвостовика, то есть, верхний конец утяжеленного элемента должен быть расположен выше середины хвостовика. Отметим, что при выполнении этого условия трубы в нижней части хвостовика будут иметь стандартный, а не увеличенный диаметр, что важно для предотвращения образования прихватов хвостовика в процессе эксплуатации скважины.

Численными исследованиями установлено, что глубина спуска насоса, как источника упругих колебаний в колонне, также влияет на картину развивающихся колебаний. Это влияние проявляется, главным образом, через амплитуду колебаний кривой, представляющей зависимость нагруз-

ки на забой от времени. Приближение насоса к забою, то есть уменьшение длины хвостовика, или, напротив, установка насоса вблизи устья скважины (предельное увеличение длины хвостовика), приближает к нулю амплитуду возбуждаемых колебаний. Оптимальным уровнем спуска насоса с рассматриваемых позиций является середина ствола скважины, когда достигает максимума амплитуда колебаний и, соответственно, достигается максимум динамического воздействия на забой. В реальности низкий динамический уровень жидкости в скважине может не позволить установить насос в середине ствола и в этом случае насос должен быть установлен на минимальном технологически возможном расстоянии от середины ствола скважины, то есть длина хвостовика должна быть максимально близкой к половине длины ствола скважины.

Описанный способ ударно-волнового воздействия на пласт, эффективность которого подтверждена на практике [4, 5], отличается тем, что не требует существенных затрат на его реализацию и может применяться в течение длительного времени при совмещении с процессом эксплуатации добывающей скважины. Это доказывает, что волновое воздействие на продуктивные пласты с использованием штанговых глубинных насосов в качестве источников упругих импульсов может стать экономичным и эффективным способом повышения нефтеотдачи высокообводненных пластов.

5.6. Нестационарные процессы при кратковременных воздействиях на пласт

В этом разделе исследуются особенности протекания некоторых нестационарных фильтрационных и тепловых процессов в горной породе при кратковременных воздействиях на пласт. К таким процессам относятся процессы капиллярной пропитки блоков породы при остановке и последующем возобновлении отбора или закачки жидкости в продуктивные пласты; процессы восстановления давления при испытании скважин, особенно, при кратковременных испытаниях при бурении скважин; процессы теплообмена между стволом скважины и ее приствольной зоной, продуктивным пластом и окружающими его породами при кратковременных работах призабойных зон скважин.

Объединение исследования нестационарных тепловых и фильтрационных процессов обусловлено тем обстоятельством, что математически эти процессы описываются аналогичными уравнениями, для построения решений которых могут быть использованы одни и те же подходы.

5.6.1. Исследование динамики изменения процессов капиллярной пропитки блоков породы при остановке эксплуатационных скважин

Развитая сеть трещин с низким фильтрационным сопротивлением является причиной быстрого обводнения коллекторов при их разработке, что особенно характерно для коллекторов карбонатного типа. Одним из методов снижения обводненности добываемой продукции является метод нестационарного гидродинамического воздействия на пласт, реализуемый путем периодической остановки добывающих или нагнетательных скважин. Динамика процессов капиллярной пропитки в масштабе отдельного блока породы, в том числе и при условии его слоистой неоднородности, обусловленная остановкой скважины, может быть описана и исследована на основе классической теории капиллярной пропитки.

Как известно, объем трещин в карбонатных коллекторах на порядки меньше объема порового пространства блока породы. Это означает, что при остановке скважины, когда в некоторой зоне вокруг скважины прекращается приток воды, в этой зоне происходит достаточно быстрое замещение воды в трещинах нефтью, вытесняемой из блоков. Таким образом, при остановке скважины прекращается процесс впитывания воды через внешние границы блока породы и начинает происходить процесс перераспределения насыщенности внутри блока, а именно, происходит вытеснение воды из приграничных областей нефтью, продолжающей притекать из глубины блока и накапливаться вблизи его границ. Продолжаются также и процессы массообмена, происходящие внутри блока между высокопроницаемыми и низкопроницаемыми слоями.

Следствием перераспределения насыщенности внутри блока породы и накопления нефти вблизи его границ в период остановки скважины будет являться некоторая интенсификация процесса пропитки при последующем пуске скважины в эксплуатацию и, соответственно, повышение содержания нефти в добываемой продукции. Анализ этих процессов, позволяющий количественно оценить степень и продолжительность периода интенсификации пропитки отдельно взятого блока с учетом влияния различных факторов был проведен с помощью численного исследования капиллярной пропитки блоков гидрофильной породы.

Для численного исследования использовались уравнения Рапопорта — Лиса в плоской двумерной постановке [7, 18]:

$$\begin{aligned} m \cdot S_t &= (k_0/\mu_1)(f_1 \cdot P_{1x})_x + (k_0/\mu_1)(f_1 \cdot P_{1z})_z, \\ -m \cdot S_t &= (k_0/\mu_2)(f_2 \cdot P_{2x})_x + (k_0/\mu_2)(f_2 \cdot P_{2z})_z, \\ P_2 &= P_1 + P_c \cdot \phi(S). \end{aligned}$$

Здесь переменными P_1 и P_2 обозначены давление в водной (смачивающей) и нефтяной фазах, переменной S — насыщенность порового

пространства водной фазой в данной точке, функцией $\varphi(S) \geq 0$ — функция Леверетта. Параметрами m , k_0 , μ обозначены пористость, проницаемость и динамическая вязкость, функцией $f_{1,2}$ — относительная фазовая проницаемость, индексы 1 и 2 относятся, соответственно, к водной и нефтяной фазам. В дальнейшем изложении будут использоваться безразмерные пространственные переменные x , z и время t , причем в качестве обезразмеривающих параметров выбран характерный размер блока L и временной параметр $T = (m \cdot \mu \cdot L^2) / (k_0 \cdot P_c)$, где P_c — характерная величина капиллярного давления. Нижние индексы x , z в приведенных уравнениях означают дифференцирование по соответствующим переменным.

Функции относительных фазовых проницаемостей f_1 и f_2 характеризуются наличием предельных значений насыщенности S_* и S^* , при которых эти функции обращаются в ноль — $f_1(S_*) = 0$ и $f_2(S^*) = 0$. В расчетах величины S_* и S^* принимались равными 0.2 и 0.8 соответственно. Принималось также, что в точке S^* обращается в ноль и функция Леверетта $\varphi(S)$.

На рис. 5.5 приведено схематическое изображение процесса капиллярной пропитки элемента слоисто-неоднородного блока породы через его левую границу. Слой породы с высокой проницаемостью на этом рисунке изображен более светлым, чем слой породы с низкой проницаемостью, направление движения воды, поступающей внутрь блока через левую границу, обозначено более светлыми стрелками, движение вытесняемой нефти — черными. Для упрощения расчетов принималось, что верхняя, нижняя и правая границы элемента блока породы непроницаемы, что фактически эквивалентно тому, что со стороны этих границ рассматриваемый элемент блока симметричным образом окружен аналогичными элементами. Условиями сопряжения фильтрационных потоков на границе раздела слоев с различными фильтрационно-емкостными свойствами являлись условия равенства поровых давлений в нефтяной и водной фазах и равенства потоков этих фаз.

Процесс остановки скважины в численных расчетах моделировался следующим образом — граничные условия на левой границе $P_1 = 0$, $S = S^*$ с момента остановки заменялись на условия вида $P_{1x} = 0$ и $P_2 = 0$. Условия первого вида соответствуют условиям пропитки блока породы водой из трещинного пространства через эту границу, то есть условиям, когда трещины заполнены водой и насыщенность S на этой границе принимает максимально возможное значение S^* . При этом давление в водной фазе P_1 на границе блока в период пропитки в расчетах принимается за нулевую точку отсчета. Действие градиента давления, связанное с движением жидкости по трещинам, при данной постановке считаем пренебрежимо малым в сравнении с действием капиллярных сил.

Как отмечалось выше, при остановке скважины происходит быстрое, вследствие малого объема трещинного пространства, замещение воды

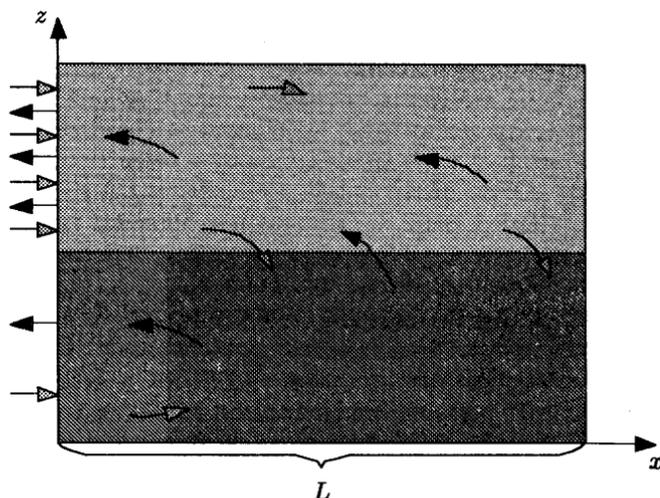


Рис. 5.5.

в трещинах нефтью, поступающей из блоков. Для упрощения расчетов принималось, что полное замещение происходит одновременно с остановкой скважины, то есть, принималось, что периоду остановки скважины соответствует условие отсутствия потока воды ($P_{1x}=0$) на левой границе блока. Давление в трещинах по-прежнему принимается за нулевую точку отсчета, но в период остановки скважины это давление совпадает с давлением в нефтяной фазе, чем и объясняется условие $P_2=0$ на левой границе блока в этот период. Отметим, что принятые граничные условия допускают в период остановки перетоки нефти между слоями различной проницаемости через трещинное пространство.

Пуску скважины в эксплуатацию после остановки соответствует обратная замена граничных условий на левой границе блока на прежние условия первого типа.

В описанной постановке были проведены численные расчеты динамики процесса капиллярной пропитки при различных видах функций относительных фазовых проницаемостей и функции Леверетта, а также при различных отношениях вязкостей нефти и воды, различных отношениях толщин и проницаемостей высоко- и низкопроницаемых слоев блока породы, различных начальных насыщенных блока и т. д. Типичная и характерная для всех вариантов картина динамики процесса пропитки блока в течение всего временного цикла (эксплуатация скважины — остановка — эксплуатация) приведена на рис. 5.6, где изображены кривые отношения текущего насыщения всего блока водой к максимально возможному в зависимости от безразмерного времени.

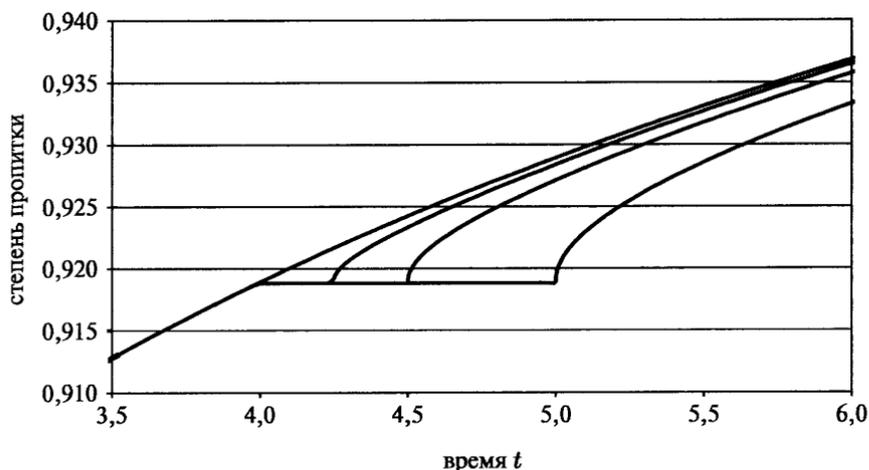


Рис. 5.6.

Как и следовало ожидать, при пуске скважины в эксплуатацию после остановки происходит ускоренная пропитка приграничных зон блока водой из трещинного пространства и, соответственно, более интенсивное в сравнении с базовым вариантом (без остановки скважины) вытеснение нефти из блока. Как следует из рис. 5.6, при кратковременных остановках график пропитки блока за достаточно короткое время после пуска скважины после ее остановки практически выравнивается с графиком пропитки в базовом режиме. Более длительные остановки приводят и к более значительному отставанию от базового варианта, поскольку по мере выравнивания насыщенности в блоке в период остановки замедляется и процесс накопления нефти вблизи внешних границ и внутри высокопроницаемого слоя. Необходимо отметить, что общим свойством кривых пропитки, характерным для всех вариантов расчетов, является то, что после остановок скважины кривые пропитки блока, практически достигая базовой кривой с течением времени, тем не менее, никогда не превышают этой кривой.

На основании анализа результатов проведенных расчетов можно сделать обобщающий вывод, который заключается в том, что при разработке коллекторов, характеризующихся наличием развитой, гидродинамически связанной системы трещин с высокой проводимостью, периодическая остановка скважин (добывающих или нагнетательных) приводит к интенсификации процесса пропитки каждого отдельно взятого блока гидрофильной породы в течение некоторого периода эксплуатации после остановки. Это приводит к положительному эффекту, который заключается в уменьшении объемов попутно добываемой воды. Вместе с тем, интенсификации процесса капиллярной пропитки отдельно взятого блока по всему времен-

ному циклу или, что эквивалентно, увеличения суммарного объема добытой нефти, при этом не происходит.

В то же время необходимо подчеркнуть, что этот вывод справедлив для случая, когда в базовом (стационарном) варианте трещины, окружающие блоки породы, заполнены водой. Эта ситуация характерна, например, для поздней стадии разработки залежи, когда уровень воды в трещинах достигает кровли пласта, все блоки в пласте окружены водой и происходит их непрерывная пропитка. Если же рассматривать случай неполного обводнения (по высоте или по площади) пласта, то есть случай, когда в пласте существуют блоки породы, трещинное пространство вокруг которых заполнено нефтью и эти блоки не участвуют в процессе пропитки, то, как следует из вида кривых на рис. 5.6, периодическое обводнение таких блоков будет приводить к их интенсивной капиллярной пропитке.

Таким образом, при неполном заводнении трещинного пространства пласта нестационарное гидродинамическое воздействие, заключающееся в периодическом изменении темпов отбора или закачки жидкости, в целом (в сравнении со стационарным базовым вариантом со средними темпами отбора или закачки) может приводить к интенсификации процесса пропитки за счет увеличения, даже периодического, количества блоков, участвующих в процессе пропитки.

Отметим при этом, что числовые значения безразмерного времени на приведенном рисунке следует интерпретировать как относительные, поскольку единицей безразмерного времени является величина $m \cdot \mu_1 \cdot L^2 / (k_0 \cdot P_0)$, в которую входит совокупность таких параметров, как характерный размер блока, его проницаемость и т. д., известных, вообще говоря, лишь приблизительно. Реальные значения временных параметров, характеризующие периодичность нестационарного гидродинамического воздействия и оптимальные с позиций интенсификации процесса пропитки и снижения объемов попутно добываемой воды, необходимо определять в каждом конкретном случае отдельно.

5.6.2. К методике обработки данных кратковременных гидродинамических испытаний скважин

Методы обработки данных гидродинамических испытаний скважин основаны на использовании классического решения уравнения пьезопроводности, соответствующего работе скважины с постоянным дебитом q_0 . Как известно (см гл. 1), это решение имеет вид:

$$P(t) = - (q_0 \mu / 4\pi k h) \cdot \text{Ln}(2.25 \gamma \cdot t / R^2), \quad (5.21)$$

где $P(t)$ — давление в стволе скважины радиуса R , k — проницаемость, h — мощность продуктивного пласта, μ — динамическая вязкость пластового

филюида, χ — коэффициент пьезопроводности пласта, t — текущее время от начала отбора жидкости, начальное пластовое давление принято за нулевую точку отсчета. При закачке жидкости с тем же расходом знак в правой части формулы (5.21) меняется на противоположный.

Мгновенная остановка скважины в момент времени T в силу линейности уравнения пьезопроводности эквивалентна сложению решения (5.20), условно продолжающегося при значениях времени $t > T$, с аналогичным решением с обратным знаком, что приводит к формуле Хорнера, описывающей процесс восстановления давления при мгновенной остановке скважины с отсчетом времени t от момента остановки:

$$P(t) = (q_0 \cdot \mu / 4\pi \cdot k \cdot h) \cdot \text{Ln}(t/(t + T)). \quad (5.22)$$

В реальности кривые давления в скважине при проведении гидродинамических испытаний приближаются к зависимостям вида (5.21) и (5.22) асимптотически, то есть при достаточно больших значениях времени t и одной из основных причин, обуславливающих это, является переменность величины дебита (расхода) q со временем. Как правило, стабилизация режима отбора (закачки) происходит по истечении некоторого начального периода времени, которое может быть довольно продолжительным. Аналитическое решение, описывающее изменение давления в скважине при переменной функции дебита $q(t)$, существует и с высокой точностью может быть представлено в виде [11, 91]:

$$P(t) = - (q \cdot \mu / 4\pi \cdot k \cdot h) \cdot (\text{Ln}(2.25 \cdot \chi \cdot \varepsilon / R^2) + (1/q) \cdot \int_{\varepsilon}^t (q(t - \tau) / \tau) d\tau), \quad (5.23)$$

где ε — некоторая малая величина, вводимая для устранения особенности при $t = 0$.

Вообще говоря, решение, описываемое точной формулой (5.23), позволяет обрабатывать кривые притока при любом виде функции $q(t)$, но для этого требуется и достаточно точное задание этой функции, что в действительности не всегда бывает возможно, особенно в начальный период притока к скважине. Приближенное представление функции $q(t)$ в начальный период в значительной степени обесценивает использование точной формулы (5.23) и, по существу, делает ее также приближенной формулой.

При обработке данных кратковременных испытаний пластов в процессе бурения в качестве функции притока $q(t)$ принимается постоянная функция $q_{\text{ср}}$, равная среднему значению этой функции за период притока T и обработка кривых восстановления давления (КВД) производится с помощью формулы (5.22) при $q_0 = q_{\text{ср}} = \text{const}$. Вместе с тем, по фактической кривой притока достаточно просто определить, по меньшей мере, еще одну кон-

станту, характеризующую реальную функцию $q(t)$. Действительно, в конечной фазе процесса притока T по кривой притока $P(t)$ с достаточно высокой точностью можно провести касательную к этой кривой, наклон которой пропорционален скорости притока. Если определить отрезок T^* , отсекаемый этой касательной на оси времени (рис. 5.7а), то скорость притока q_T в конечной точке T будет связана со средней скоростью q_{cp} соотношением

$$q_T = q(T) = \alpha \cdot q_{cp}, \quad \alpha = T/(T + T^*). \quad (5.24)$$

Определенная таким образом дополнительная константа позволяет уточнить вид функции притока $q(t)$ и, соответственно, уточнить вид формул (5.21) и (5.22), используемых для интерпретации данных кратковременных испытаний. Анализ различных вариантов такого уточнения с использованием соотношения (5.23) и сопоставление их с данными компьютерного моделирования позволяет сделать вывод о том, что наиболее простым и, вместе с тем, эффективным способом такого уточнения является представление функции притока $q(t)$ в виде кусочно-постоянной функции (рис. 5.7б), значение которой при $t > T/2$ равняется $q_T = q(T)$, а значение при $t < T/2$ определяется из условия, что среднее значение этой ступенчатой функции равняется прежнему значению q_{cp} .

Используя формулы (5.21) и (5.22) для двухступенчатой функции притока, то есть, полагая, что приток осуществляется двумя последовательными фазами с различными значениями q_0 , получим уточненную формулу Хорнера:

$$P(t) = (q_{cp} \cdot \mu / 4\pi \cdot k \cdot h) \cdot \{ \text{Ln}(t/(t + T)) + (1 - \alpha) \cdot \text{Ln}[(t + T/2)^2 / t \cdot (t + T)] \}, \quad (5.25)$$

которая будет отличаться от обычной формулы (5.22) дополнительным слагаемым в правой части. В случае притока с постоянной скоростью кривая притока $P(t)$ является линейной функцией с постоянным наклоном к оси времени и касательная на рис. 1а будет отсекать отрезок нулевой длины ($T^* = 0$), то есть в этом случае будет выполняться условие $\alpha = 1$ и дополнительное слагаемое в формуле (5.25) будет обнуляться.

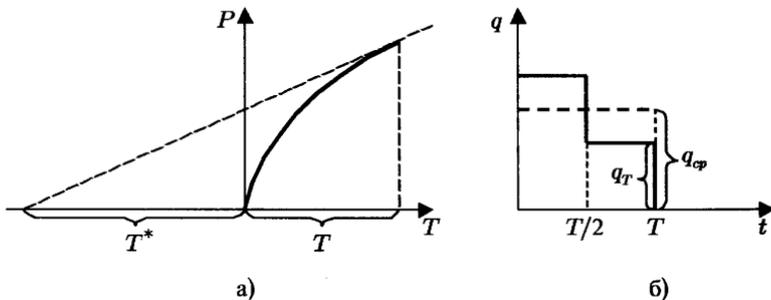


Рис. 5.7.

На рис. 5.8 приведены результаты компьютерных расчетов для частного вида кривой притока (рис. 5.8а) по стандартной (формула (5.22)) и уточненной методике (формула (5.25)). Как следует из представленных на этом рисунке данных (рис. 5.8б,в), кривые, соответствующие уточненной формуле Хорнера (5.25), существенно быстрее выходят на предельные значения. Отсюда можно заключить, что использование уточненной формулы Хорнера (5.25) позволяет с большей точностью обрабатывать данные кратковременных испытаний скважин и, в частности, данные испытательных скважин в процессе бурения.

Помимо переменной функции притока другим фактором, влияющим на вид КВД, является послеприточный эффект, обусловленный сжимаемостью подпакерного пространства и перстоками жидкости после остановки скважины между пластом и стволом скважины. Этот процесс описывается с помощью граничного условия на стенке скважины:

$$q = (2\pi R \cdot k \cdot h / \mu) \cdot P_r = V_0 \cdot \beta \cdot P_t, \quad (5.26)$$

где q — скорость притока (оттока) жидкости после остановки скважины, P_t — производная по времени давления на стенке скважины, β — коэффициент сжимаемости жидкости. Величина подпакерного объема, обуславливающего послеприточный массообмен, обозначена параметром V_0 .

Аналитически влияние послеприточного эффекта на КВД может быть описано следующим образом. Вместо условия постоянного притока на стенке скважины

$$P_r = q_0 \cdot \mu / 2\pi R \cdot k \cdot h,$$

приводящего к решениям вида (5.21) и (5.22), будем рассматривать граничное условие вида

$$P_r = (\mu / 2\pi R \cdot k \cdot h) \cdot (V_0 \cdot \beta \cdot P_t + q_0), \quad (5.27)$$

соответствующее фазе притока к скважине при нулевых начальных данных и аналогичное условие с отрицательным знаком при q_0 , соответствующее фазе фиктивной закачки после остановки скважины. В силу свойства суперпозиции решений после остановки скважины в момент времени T результирующим граничным условием при $t > T$ будет условие вида (5.26). При $t < T$ граничное условие вида (5.27) будет приводить к уменьшенному отбору жидкости из скважины в сравнении со случаем постоянного q_0 на величину, равную $V_0 \cdot \beta \cdot \Delta P$, где ΔP — разность начального давления в пласте и давления в подпакерной зоне в конце периода притока. Этот процесс может быть компенсирован процессом дополнительной фиктивной закачки указанного объема жидкости в течение периода $t < T$ и описан формулой вида (5.21) с соответствующим подбором значения $q_{ср}$.

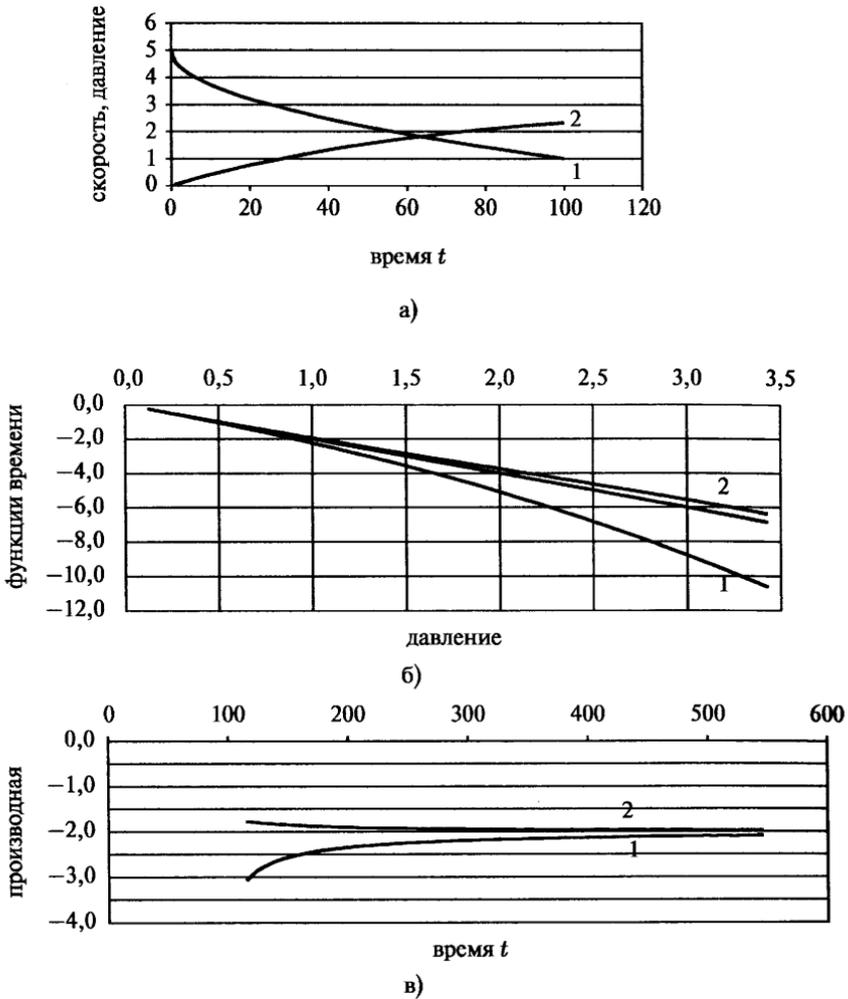


Рис. 5.8.

Решение уравнения пьезопроводности с граничными условиями вида (5.27) с помощью асимптотических методов может быть представлено в аналитической форме, аналогичной решению (5.21), но с учетом послеприточного эффекта, описываемого слагаемым $\sim P_t$ в граничных условиях (5.27).

Для функции КВД при условии $\chi \cdot t/R^2 \gg \sim 10$ это асимптотическое решение с учетом описанного выше влияния переменности функции притока будет иметь вид

$$P(t) = (q_{cp} \cdot \mu / 4\pi \cdot k \cdot h) \cdot (1 + V_0 \cdot \beta \cdot \Delta P / T \cdot q_{cp}) \cdot \{ \text{Ln}(t / (t + T)) + (1 - \alpha) \cdot \text{Ln}[(t + T/2)^2 / t \cdot (t + T)] \} + 2 \cdot q_{cp} \cdot V_0 \cdot \beta \cdot (\mu / 4\pi \cdot k \cdot h)^2 \times \{ \text{Ln}(2.25 \cdot \chi \cdot (t + T) / R^2) / (t + T) - \text{Ln}(2.25 \cdot \chi \cdot t / R^2) / t \}. \quad (5.28)$$

Как следует из приведенной формулы (5.28), влияние послеприточно-го эффекта проявляется не только в некотором изменении наклона предельной прямой, описываемом множителем $(1 + V_0 \cdot \beta \cdot \Delta P / T \cdot q_{cp})$ перед первой фигурной скобкой, но и в искривлении этой прямой, интенсивность которого пропорциональна множителю $(\mu / 4\pi \cdot k \cdot h)^2$ перед второй фигурной скобкой, то есть, заранее неизвестна и зависит от искомой величины коэффициента гидропроводности. Практически учет этого дополнительного слагаемого в формуле (5.28) можно осуществлять с помощью метода последовательных приближений, а именно, нулевое приближение коэффициента гидропроводности определять по упрощенной формуле (5.28) без второй фигурной скобки, а следующее приближение производить по полной формуле (5.28), в которой множитель $(\mu / 4\pi \cdot k \cdot h)^2$ вычислен по нулевому приближению.

5.6.3. Анализ динамики изменения пластовой температуры при кратковременных обработках призабойных зон скважин

Исследование закономерностей изменения температурных полей в продуктивном пласте при закачке в пласт жидкости необходимо для разработки наиболее рациональных технологий воздействия на продуктивные пласты с целью повышения их нефтеотдачи. К настоящему времени получены и проанализированы достаточно точные аналитические решения, описывающие процессы теплообмена в пласте с учетом тепловых потоков через его кровлю и подошву (см., например, библиографию в монографии [27]). Вместе с тем, описание процессов теплообмена в пласте при относительно кратковременных обработках призабойных зон скважин и решение соответствующих уравнений могут быть существенно упрощены при сохранении точности, приемлемой для решения практических вопросов.

Будем предполагать, что в течение первых нескольких часов закачки жидкости в пласт можно пренебрегать тепловыми потерями (притоками тепла) через кровлю и подошву продуктивного пласта в сравнении с тепловой энергией, расходуемой на прогрев (охлаждение) скелета горной породы, через которую фильтруется закачиваемая жидкость. Действительно, глубину h зоны теплового воздействия на пласт со стороны его кровли и подошвы можно приближенно оценить выражением $h \sim (\chi \cdot t)^{0.5}$, где χ — коэффициент температуропроводности породы, t — продолжительность

теплового процесса. При условии $h \ll H$ (H — мощность пласта), то есть, при условии, что размеры зон теплового взаимодействия пласта с окружающими породами значительно меньше толщи пласта, в которой тепловая энергия закачиваемой жидкости расходуется на прогрев (охлаждение) этой толщи, процесс теплопередачи в пласте можно описывать простым одномерным уравнением, соответствующим условиям конвективного переноса тепла в радиальном направлении и мгновенного теплообмена между скелетом породы и поровой жидкостью:

$$[m \cdot c_{ж} \cdot \rho_{ж} + (1 - m) \cdot c_{п} \cdot \rho_{п}] \cdot T_t + (c_{ж} \cdot \rho_{ж} \cdot q / 2\pi \cdot r) \cdot T_r = 0. \quad (5.29)$$

Здесь T — текущая температура пласта (поровой жидкости) в точке r , m — пористость породы, $c_{ж} \cdot \rho_{ж}$ и $c_{п} \cdot \rho_{п}$, соответственно, удельные теплоемкости и плотности закачиваемой жидкости и породы, q — удельный расход закачиваемой жидкости, r — радиальная координата. Будем предполагать также, что вытеснение пластовой жидкости происходит поршневым образом.

Количественную оценку точности уравнения (5.29) при описании кратковременных процессов теплообмена можно получить следующим образом. В указанной выше монографии приведена зависимость коэффициента теплоиспользования (то есть, отношения доли тепловой энергии, аккумулируемой в пласте, к общему количеству тепловой энергии, поступившей в пласт) от безразмерного времени процесса $\chi \cdot t / H^2$, полученная с учетом теплопотерь через кровлю и подошву продуктивного пласта. Согласно сделанным выше упрощающим предположениям, уравнение (5.29) будет справедливо при условии $h/H = (\chi \cdot t)^{0.5} / H \ll 1$ или условии, что время теплового процесса t удовлетворяет соотношению $t \ll H^2 / \chi$.

Как следует из указанной выше зависимости, при значениях безразмерного времени, удовлетворяющих условию $\chi \cdot t / H^2 < 0.1$, коэффициент теплоиспользования будет превышать величину 0.9 или, другими словами, при малых значениях времени, удовлетворяющих приведенному неравенству, потери тепловой энергии через кровлю и подошву продуктивного пласта не будут превышать 10 % от общего количества тепловой энергии, поступившей в пласт. При характерном для горных пород значении $\chi = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ и практически минимальном значении $H = 1 \text{ м}$ приведенное выше неравенство принимает вид $t < 10^5 \text{ с}$ (~ 1 сутки).

Таким образом, можно заключить, что процессы теплообмена в пласте при обработках призабойных зон скважин, продолжительность которых измеряется несколькими часами, с точностью, вполне приемлемой для практических расчетов, могут быть описаны уравнением вида (5.29).

Уравнение (5.29) относится к типу гиперболических уравнений первого порядка, решения которых представляют собой перенос постоянных

значений искомой функции вдоль характеристических кривых, которые в данном случае описываются уравнением вида:

$$r_t = k \cdot q / (2\pi \cdot r \cdot m), \quad k = 1 / [1 + (c_n \cdot \rho_n / c_{ж} \cdot \rho_{ж}) \cdot (1 - m) / m]. \quad (5.30)$$

В том случае, когда начиная с момента времени $t = 0$ в пласт будет закачиваться жидкость с температурой на входе, равной T_0 (пластовую температуру будем принимать за нулевую точку отсчета), соответствующее (5.29)–(5.30) распределение температуры в пласте в каждый момент времени будет иметь вид, изображенный на приведенном рис. 5.9.

Как показано на этом рисунке, при значениях r , удовлетворяющих условию $r < r_\tau$, пластовая температура (и температура закачиваемой жидкости) будут равны входной температуре T_0 . При $r > r_\tau$ пластовая температура и температура закачиваемой жидкости будут равны исходной температуре пласта.

Величина r_τ , определяющая положение температурного фронта, будет удовлетворять следующему соотношению (r_c — радиус скважины):

$$\pi(r_\tau^2 - r_c^2) = k \cdot q \cdot t / m.$$

Точка r_ϕ , указанная на рисунке, соответствует положению фильтрационного фронта, опережающего температурный фронт и удовлетворяющего уравнению вида:

$$\pi(r_\phi^2 - r_c^2) = q \cdot t / m.$$

Отметим, что в случае, когда входная температура будет не постоянной величиной, а некоторой функцией времени $T_0(t)$, то схема распределения пластовой температуры будет такой же, как изображено на приведенном рисунке, с тем отличием, что график $T(t)$ при $r < r_\tau$ будет не прямой

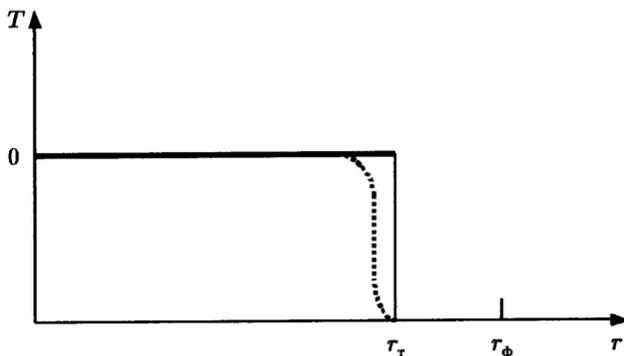


Рис. 5.9.

линией, а кривой, аналогичной кривой, описывающей температуру на входе $T_0(t)$. Положение точек r_r и r_ϕ при этом будет описываться теми же соотношениями, что и в случае постоянной входной температуры.

Пунктиром на рис. 5.9 обозначено распределение температуры, соответствующее аналитическому решению, учитывающему потери тепла через кровлю и подошву пласта. Отличием от решения уравнения (5.29) является «размазанность» температурного фронта, причем, как отмечалось выше, при малых временах, удовлетворяющих соотношению $t < 0.1H^2/\chi$, интегрально по всей площади при $r < r_r$ это отличие будет находиться в пределах 10 %.

Таким образом, приведенные решения показывают, что при кратковременных процессах обработки призабойных зон скважин, по продолжительности не превышающих нескольких часов, часть объема закачиваемой жидкости, определяемая величиной коэффициента k , будет иметь температуру, равную входной температуре, другая часть будет прогрета (охлаждена) до исходной температуры пласта.

Если для оценок принять, что теплофизические свойства закачиваемой жидкости совпадают с теплофизическими свойствами воды, то отношение $c_{ж} \rho_{ж} / c_{п} \rho_{п}$ для большинства горных пород будет находиться примерно в диапазоне значений 1.8–2 [27]. Тогда при значении пористости $m = 0.2$ величина коэффициента k будет находиться в диапазоне 0.31–0.33, откуда можно сделать вывод, что при кратковременных обработках призабойных зон скважин в каждый момент времени примерно 2/3 объема закачиваемой жидкости будет прогрето (охлаждено) до пластовой температуры.

Полученные количественные оценки, характеризующие распределение температуры в продуктивном пласте, могут быть использованы при разработке технологий воздействия на продуктивные пласты, в которых свойства закачиваемых в пласт рабочих агентов существенно зависят от температуры этих агентов.

Условие кратковременности тепловых процессов существенно влияет и на характер изменения температуры закачиваемой жидкости в стволе скважины. Действительно, в практических расчетах тепловых потоков через стенки скважины широко используется понятие условного радиуса теплового влияния скважины R_r , под которым подразумевается радиус области, вне которой температурное поле с приемлемой точностью может быть принято равным невозмущенному исходному полю. Традиционно зависимость этого радиуса от времени процесса t описывается формулой вида:

$$R_r = 2 \sqrt{\chi t}, \quad (5.31)$$

где χ — коэффициент температуропроводности горной породы, а R_r — считается от стенки скважины.

Вообще говоря, строгого обоснования правомерности использования этой формулы для определения радиуса теплового влияния скважины не существует, хотя согласно некоторым точным аналитическим решениям уравнения теплопроводности, таким, например, как решение, описывающее процесс распространения тепла от мгновенных источников или источников, начинающих стационарно действовать с некоторого момента времени, эффективный тепловой радиус определяется именно формулой вида (5.31). В то же время существует ряд других решений уравнения теплопроводности (или идентичного ему уравнения пьезопроводности в теории фильтрации), в которых условный радиус теплового влияния описывается формулами, аналогичными формуле (5.31), но с другими значениями числового коэффициента, отличными от 2. Так, например, в решении, описывающем процесс распространения тепла от стенки скважины, на которой мгновенно создан и поддерживается постоянным перепад температуры (или, что эквивалентно, перепад давления в теории фильтрации), величина R_r с высокой точностью определяется выражением (см. раздел 1.4.1) $R_r \approx \sqrt{\pi\chi t} \approx 1.77\sqrt{\chi t}$, $\pi = 3.14...$ В другом известном решении, описывающем распределение температуры при стационарном тепловом потоке через стенки скважины, величина R_r определяется выражением вида $R_r \approx 1.5\sqrt{\chi t}$. Отсюда можно сделать вывод, что в формуле (5.31), имеющей достаточно общий вид, справедливый для широкого класса тепловых задач, при каждой конкретной постановке задачи необходимо уточнять значение входящего в нее числового коэффициента.

Отметим, что в некоторых случаях значение числового коэффициента в формуле (5.31) несущественно влияет на точность расчетов тепловых потоков через стенки скважины. Так, например, при продолжительности процесса, измеряемой месяцами и годами, значение выражения вида $\ln(1+2\sqrt{\chi t}/R)$, непосредственно входящего в формулу для теплового потока, определяется, главным образом, величиной параметра t , на порядок превышающей значения других параметров (здесь R — радиус скважины, $R \sim 10$ см, $\chi \sim 10^{-2}$ см²/с). В этом случае уточнение числовых коэффициентов формулы (5.31) лишь на несколько процентов повысит точность определения тепловых потоков.

Вместе с тем при расчетах тепловых процессов при проведении технологических операций, продолжительность которых измеряется несколькими часами, например, при обработках призабойных зон скважин, уточнение формулы (5.31) приобретает принципиальное значение, поскольку в этих случаях все входящие в нее параметры становятся равновеликими. Как следует из приведенных выше решений уравнения теплопроводности величина условного радиуса теплового влияния скважины зависит от характера изменения температуры T на стенке скважины со временем. Как правило, зависимость $T(t)$ является искомой и заранее не-

известной зависимостью, поэтому вывод общей формулы для определения радиуса теплового влияния скважины едва ли возможен, но для процессов, продолжительность которых относительно невелика и ограничена несколькими часами, решение этой задачи может быть получено следующим образом.

Будем предполагать, что изменение температуры $T(t)$ на стенке скважины может быть описано с помощью некоторой линейной функции

$$T(t) = a \cdot t, \quad (5.32)$$

где a — произвольная константа. Как известно, практически любая экспериментально определяемая зависимость может быть аппроксимирована линейной функцией, по крайней мере, на некотором, относительно малом, интервале изменения времени t . Для учета влияния возможного отклонения зависимости $T(t)$ от прямой линии будем рассматривать и второй вариант представления функции $T(t)$ в виде квадратичной функции времени:

$$T(t) = a \cdot t + b \cdot t^2, \quad (5.33)$$

где b — вторая произвольная константа. Отметим, что как следует из принятых зависимостей (5.32), (5.33), за нулевую точку отсчета температуры принимается значение исходной невозмущенной температуры породы.

Из теории операционного исчисления следует выражение для определения теплового потока на стенке скважины в виде:

$$q = 2\pi k \cdot \int_0^t T B(t-\tau) Q(\tau) d\tau, \quad (5.34)$$

где k — коэффициент теплопроводности породы, $Q(\tau)$ — функция, определяющая тепловой поток при скачкообразном изменении температуры на стенке скважины с единичной амплитудой. В качестве функции $Q(\tau)$ будем использовать ее приближенное представление в виде (см. раздел 1.4.1):

$$Q(\tau) = [\ln(1 + \sqrt{\pi \chi t} / R)]^{-1}. \quad (5.35)$$

Кроме того, для вывода результирующих формул в дальнейшем будем использовать приближенную зависимость вида [54]:

$$\int_0^t \frac{d\tau}{\ln(1 + \sqrt{\tau})} \approx \frac{t}{\ln[1 + 0.5(t)^{0.5}]} \quad (5.36)$$

и приближенную зависимость вида:

$$\int_0^t \frac{d\tau}{\ln[1+(\tau)^{0.25}]} \approx \frac{t}{\ln[1+0.75(t)^{0.25}]} \quad (5.37)$$

Погрешность используемых приближений при значениях реального времени t , находящихся в пределах от нуля до значений, примерно равных десяти часам, составляет 1–2 %, что вполне достаточно для использования этих приближенных формул в практических расчетах.

Опуская промежуточные выкладки, заключающиеся в подстановке выражений (5.32) и (5.33) в формулу (5.34) и в последующем приближенном интегрировании с использованием формул (5.35)–(5.37), приведем конечные результаты, позволяющие определить условный радиус теплового влияния скважины при изменении температуры на стенке скважины соответственно зависимостям (5.32) и (5.33).

В случае линейного изменения температуры (5.32) тепловой поток будет определяться следующим выражением:

$$q = 2\pi k \frac{at}{\ln(1+0.89\sqrt{\chi t}/R)} = 2\pi k \frac{T(t)}{\ln(1+0.89\sqrt{\chi t}/R)},$$

согласно которому условный радиус теплового влияния скважины будет описываться формулой:

$$R_r = 0.89 \sqrt{\chi t} \quad (5.38)$$

В случае квадратичной зависимости температуры (5.33) тепловой поток на стенке скважины имеет следующий вид:

$$q = 2\pi k \left\{ \frac{T(t)}{\ln(1+0.89\sqrt{\chi t}/R)} + bt^2 \left[\frac{1}{\ln(1+0.89\sqrt{\chi t}/R)} - \frac{1}{\ln(1+1.33\sqrt{\chi t}/R)} \right] \right\}, \quad (5.39)$$

из которого следует, что отклонение зависимости $T(t)$ на стенке скважины от прямой линии влияет на величину условного радиуса теплового влияния, который в этом случае в отличие от достаточно простой зависимости вида (5.38) должен определяться с помощью соотношения (5.39). Вместе с тем, как следует из анализа формулы (5.39), соответствующие поправки к формуле (5.38) будут составлять 20–30 % от величины отношения $bt^2/(at + bt^2)$, то есть при малом искривлении функции $T(t)$ результирующая поправка будет находиться в пределах нескольких процентов, при значительном ис-

кривлении функции $T(t)$ погрешность формулы (5.38) будет достигать указанных 20–30 %. Отсюда можно заключить, что с точностью, удовлетворительной для практических расчетов, формулой (5.38) можно пользоваться для достаточно широкого класса функций, описывающих изменение температуры на стенке скважины.

Таким образом, важный вывод, который следует из сопоставления полученной формулы (5.38) с традиционно используемой формулой (5.31), заключается в том, что на начальной стадии процессов теплообмена в скважине или при кратковременных технологических операциях, продолжительность которых находится в диапазоне примерно десяти часов, в частности, при обработках призабойных зон скважин, условный радиус теплового влияния скважины будет более, чем в два раза меньше и, соответственно, тепловые потоки в два раза интенсивнее, чем это следует из расчетов с использованием общепринятой формулы (5.31).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абатуров С. В., Бриллиант Л. С., Иванов С. В.* и др. Результаты акустико-химической обработки продуктивных пластов // Нефтяное хозяйство. 2000. № 9. С. 89.
2. *Афанасьева А. В., Горбунов А. Т., Шустер И. Н.* Заводнение нефтяных месторождений при высоких давлениях нагнетания. М.: Недра, 1975. 215 с.
3. *Ашрафьян Н. О., Лебедев О. А., Саркисов Н. М.* Совершенствование конструкций забоев скважин. М.: Недра, 1987. 156 с.
4. *Ащепков Ю. С.* Устройство для эксплуатации скважины глубинным насосом с хвостовиком. Патент РФ № 212419, приор. от 29.10.97, (БИ № 36, 27.12.98).
5. *Ащепков М. Ю., Ащепков Ю. С., Березин Г. В.* Новая ресурсосберегающая технология повышения нефтеотдачи и интенсификации добычи нефти. М.: ВНИИОЭНГ, 2001. 52 с.
6. *Байдюк Б. В., Винярский Р. В.* Изучение перепада давления в граничной зоне контакта горной породы с промывочной жидкостью // Научн. тр./ВНИИБТ. 1976. в. 39. Исследование физико-механических свойств горных пород и использование их результатов при бурении скважин. С. 61–68.
7. *Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М.* Движение жидкостей в природных пластах. М.: Недра, 1984. 211 с.
8. *Бингхем М. Г.* Проблемы буримости горных пород. М.: ВНИИОЭНГ, 1966. 97 с. (Обзор зарубежной литературы. Серия Бурение.)
9. *Блажевич В. А., Умрихина Е. Н., Уметбаев В. Г.* Ремонтно-изоляционные работы при эксплуатации нефтяных месторождений. М.: Недра, 1981. 234 с.
10. *Бриллиант Л. С., Боголюбов Б. Н., Цикин И. В.* и др. Опытные-промышленные испытания мощного низкочастотного излучателя для интенсификации добычи нефти // Нефтяное хозяйство. 2000. № 9. С. 86.
11. *Бузинов С. Н., Умрихин И. Д.* Исследование нефтяных и газовых скважин и пластов. М.: Недра, 1984. 269 с.

12. *Вагин В. П.* Способ волнового воздействия на залежь и устройство для его осуществления. Патент РФ № 2075596, приор. от 11.03.95, (БИ № 8, 20.03.97).
13. *Валиуллин А. В.* Совершенствование вибровоздействия на призабойную зону для повышения приемистости водонагнетательных скважин. Автореферат дис. ... к. т. н. 05.15.06. Тюмень, 1984. 20 с.
14. *Вяхирев Р. И., Кортаев Ю. П., Кабанов Н. И.* Теория и опыт добычи газа. М.: Недра, 1998. 479 с.
15. *Вяхирев Р. И., Гриценко А. И., Тер-Саркисов Р. М.* Разработка и эксплуатация газовых месторождений. М.: Недра, 2002. 880 с.
16. *Гадиев С. М.* Использование вибраций в добыче нефти. М.: Недра, 1977. 159 с.
17. Геология, разработка и эксплуатация Ромашкинского нефтяного месторождения / Р. Х. Муслимов, А. М. Шавалиев, Р. Б. Хисамов и др. М.: ВНИИОЭНГ, 1995. Т. 1–2. 725 с.
18. *Голф-Рахт Г. Д.* Основы нефтепромысловой разработки трещиноватых коллекторов. М.: Недра, 1986. 608 с.
19. *Горбунов А. Т.* Разработка аномальных нефтяных месторождений. М.: Недра, 1981. 116 с.
20. *Грей Дж., Дарли Г. С.* Состав и свойства буровых агентов (промысловых жидкостей). М.: Недра, 1985. 509 с.
21. *Гриценко А. И., Ермилов О. М., Зотов Г. А.* и др. Технология разработки крупных газовых месторождений. М.: Недра, 1990. 302 с.
22. *Гриценко А. И., Алиев З. С., Ермилов О. М., Ремизов В. В., Зотов Г. А.* Руководство по исследованию скважин. М.: Недра, 1995. 523 с.
23. *Гороховский А. К.* Влияние промывочной жидкости и проницаемости продуктивных пластов на продолжительность освоения скважин на Самотлорском месторождении/Строительство скважин и совершенствование вскрытия продуктивных пластов. Тюмень: СибНИИИП, 1982. С. 20–25.
24. *Дияшев Р. Н.* Полувековой опыт совместной разработки девонских пластов Ромашкинского месторождения // Нефтяное хозяйство. № 11. 2003. С. 38–41.
25. *Дияшев Р. Н., Костерин А. В., Скворцов Э. В.* Фильтрация жидкости в деформируемых нефтяных пластах. Казань: Изд-во Казанского маг. общ-ва, 1999. 238 с.
26. *Ентов В. М., Малахова Т. А.* Об изменении напряженно-деформированного состояния горных пород при изменении давления в насыщенной жидкостью пласте // Изв-я АН СССР. МТТ. 1974. № 6. С. 53–65.
27. *Желтов Ю. В., Кудинов В. И., Малофеев Г. Е.* Разработка сложнопостроенных месторождений вязкой нефти в карбонатных коллекторах. М.: Нефть и газ, 1997. 256 с.
28. *Желтов Ю. П.* Деформации горных пород. М.: Недра, 1966. 198 с.
29. *Желтов Ю. П.* Механика нефтегазоносного пласта. М.: Недра, 1975. 216 с.
30. *Жужиков В. А.* Фильтрация. М.: Наука, 1971. 440 с.
31. *Задворных В. Н.* Приближенный метод расчета ламинарного течения нелинейно-вязкопластичной жидкости Шульмана в эксцентричном кольцевом канале с учетом застойной зоны // Научн. тр. /ВНИИБТ. 1985. в. 60. Исследование совершенствования и использования новой буровой техники. С. 44–51.

32. *Ферхуген Дж., Тернер Ф., Вейс Л., Вархафтиг К., Файв У.* Земля. Введение в общую геологию. М.: Мир, 1974. 847 с.
33. *Ибрагимов Л. Х., Мищенко И. Т., Челоянц Д. К.* Интенсификация добычи нефти. М.: Наука, 2000. 414 с.
34. *Казиков А. А.* Пути повышения эффективности форсированного отбора жидкости. Обз. инф-я ВНИИОЭНГ, сер. «Геология, геофизика и разработка нефтяных месторождений». М.: 1988. 46 с.
35. *Камке Э.* Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1976. 576 с.
36. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 488 с.
37. *Кистер Э. Г., Щеголевский Л. И.* О реологическом поведении водных суспензий глин при нагревании // ДАН СССР. 1970. Т. 195. в. 1. С. 140–142.
38. *Колесников Н. А., Брыков А. А.* О кольматации проницаемых горных пород при фильтрации бурового раствора // Изв. АН УзССР. Сер. техн. наук. 1985. № 2. С. 49–53.
39. *Колесников Н. А.* Влияние дифференциального и угнетающего давлений на разрушение горных пород. М.: ВНИИОЭНГ, 1986. 43 с. (Обзорная информация. Серия: Бурение).
40. *Королько Е. И., Эйгелес Р. М., Липкес М. И., Мухин Л. К.* Фильтрация буровых растворов в породе забоя скважины при бурении // Нефтяное хозяйство. 1979. № 9. С. 37–39.
41. *Кочина И. Н., Михайлов Н. Н.* Теоретическое исследование глинистых корок // Изв. вузов. Нефть и газ. 1977. № 7. С. 73–79.
42. *Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М.* Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая шк., 1970. 712 с.
43. *Кузнецов О. Л., Симкин Э. М.* Физические основы сейсмических методов доизвлечения нефти из пластов // Геоинформатика. 1996. № 4–5. С. 57–71.
44. *Кузнецов О. Л., Симкин Э. М., Чилингар Дж.* Физические основы вибрационно-го и акустического воздействий на нефтегазовые пласты. М.: Мир, 2001. 260 с.
45. *Кулиев А. Э.* Экспериментальное определение силы давления струи на забой скважины // Нефтяное хозяйство. 1973. № 1. С. 12–14.
46. *Курленя М. В., Сердюков С. В.* Низкочастотные резонансы сейсмической люминесценции горных пород в вибросейсмическом поле малой энергии // ФТПРПИ. 1999. № 1.
47. *Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.* Методы теории функций комплексного переменного. — М.: Наука, 1973. 736 с.
48. *Лайтхилл Дж.* Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981. 600 с.
49. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 4 изд. стер., 1988. 736 с.
50. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 840 с.
51. *Мавлютов М. Р.* Разрушение горных пород при бурении скважин. М.: Недра, 1978. 215 с.
52. *Маковей Н.* Гидравлика бурения. М.: Недра, 1986. 536 с.

- рах: Справочник / Под ред. М. П. Воляровича. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Недра, 1988. 255 с.
92. *Чарный И. А.* Исследование скважин методом восстановления динамического уровня при упругом режиме фильтрации // Тр. Моск. нефтяного ин-та. 1947. в. 9. С. 37–45.
93. *Чекалюк Э. Б.* Об эффективном радиусе влияния скважины // Нефтяное хозяйство. 1950. № 4. С. 33–36.
94. *Черепанов Г. П.* Механика разрушения горных пород в процессе бурения. М.: Недра, 1987. 308 с.
95. *Шилов Ю. С.* О запасах месторождений в Западной Сибири // Геология и разведка. Известия высших учебных заведений. 2005. № 1. С. 36–38.
96. *Щеголевский Л. И., Тарханов Я. И.* Основные характеристики и структурные элементы реологической модели буровых растворов // Научн. тр. / ВНИИБТ. 1977. в. 40. Химическая обработка буровых растворов. С. 128–155.
97. *Щелкачев В. Н.* Основы и приложения теории неустановившейся фильтрации. М.: Нефть и газ, 1995. ч. 2. 493 с.
98. *Эйзелес Р. М.* Разрушение горных пород при бурении. М.: Недра, 1971. 231 с.
99. *Яремийчук Р. С., Кочмар Ю. Д.* Вскрытие продуктивных горизонтов и освоение скважин. Львов: Высшая школа, изд-во Льв. Ун-та, 1982. 152 с.
100. *Abrams A.* Mud design to minimize rock impairment due to particle invasion // JPT. 1977. V. 29, № 5. P. 582–586.
101. *Bisanti M. S.* Effect of nozzle diameter on cross flow // Petroleum Engineering international. 1989. V. 61, № 7. P. 46–48.
102. *Brouse M.* How to handle stuckpipe and fishing problems // World Oil. 1982. V. 195, № 6. P. 103–124.
103. *Fenstra R., van Leeven J. M.* Full-scale experiments on jets impermeable rock drilling // JPT. 1964. V. 16, № 3. P. 329–336.
104. *Fergusson C. K., Klotz J. A.* Filtration from mud drilling // Trans. AIME. 1954. V. 201. P. 29–42.
105. *Fordham E. G., Ladva H. K. G., Hall C.* Dynamic filtration of bentonite muds under different flow conditions // SPE 18038. 1988. P. 219–226.
106. *Forman S. E., Secor G. A.* The mechanics of rock failure due to water get impingement // SPEJ. 1974. V. 14, № 1. P. 10–18.
107. *Garnier A. J., van Lingen N. H.* Phenomena affecting drilling rates at depth // Trans. AIME. 1959. V. 16. P. 232–239.
108. *Havenaar I.* Mud filtration at the bottom of the borehole // Trans. AIME. 1956. V. 207. P. 312.
109. *Hassen B. R.* Solving filtrate invasion with clay-water base mud system // World Oil. 1982. № 6. P. 115–124.
110. *Hempkins W. B., Kingsborough R. H., Lohec W. E., Nini C. J.* Multivariate statistical analysis of stuck drillpipe situations // SPE DE. 1987. V. 2, № 3. P. 237–244.
111. *Herzig G., Leclerc D. M., Legoff P.* Flow of suspensions through porous media — application to deep filtration // Industrial and Engineering Chemistry. 1970. V. 62, № 5. P. 8–35.

112. *Iyoho A. W., Azar J. J.* An accurate slotflow model for non-newtonian fluid flow through eccentric annuli // SPEJ. 1981. V. 21, № 5. P. 565–572.
113. *Medlin W. L., Masse L.* Fluid loss mechanism for gels and suspensions // SPE PE. 1989. V. 4, № 4. P. 385–393.
114. *Murrey A. S., Cunningham R. A.* Effect of mud column pressure on drilling rates // Trans. AIME. 1955. V. 204. P. 196–204.
115. *Moore L.* 5 Factors that affect drilling rate // Oil and Gas Journal. 1958. V. 56, № 40. P. 141–156.
116. *Peltier P., Atkinson C.* Dynamic pore pressure ahead of the bit // SPE DE. 1987. V. 2, № 4. P. 351–358.
117. *Sutko A. A.* Drilling hydraulics — a study of chip removal force under a full size jet bit // SPEJ. 1973. V. 13, № 4. P. 233–238.
118. *Van Lingen N. H.* Bottom scavenging — a major factor governing penetration rate at depth // JPT. 1962. V. 14, № 2. P. 186–187.
119. *Warren T. M.* Bottom hole stress factors affecting drilling rate at depth // JPT. 1985. V. 37, № 9. P. 1523–1533.
120. *Yoang J., Gray K. E.* Dynamic filtration during microbit drilling // Trans. AIME. 1967. V. 40. P. 1209–1224.