

С.И.СМИРНОВ

**РЕГИОНАЛЬНАЯ
ДИНАМИКА
ПОДЗЕМНЫХ ВОД
СЕДИМЕНТАЦИОННЫХ
БАССЕЙНОВ**

МИНИСТЕРСТВО ГЕОЛОГИИ СССР
Всесоюзный научно-исследовательский институт
гидрогеологии и инженерной геологии (ВСЕГИНГЕО)

С. И. СМИРНОВ

**РЕГИОНАЛЬНАЯ
ДИНАМИКА
ПОДЗЕМНЫХ ВОД
СЕДИМЕНТАЦИОННЫХ БАССЕЙНОВ**

(Анализ проблемы методами физико-химической гидродинамики)



Москва, "Недра" 1979

Смирнов С. И. Региональная динамика подземных вод седиментационных бассейнов. (Анализ проблемы методами физико-химической гидродинамики). М., "Недра", 1978, 104 с. (ВСЕГИНГЕО)

Книга посвящена двум проблемам современной региональной гидрогеологии, связанным с использованием представлений и методов физической кинетики для анализа и интерпретации региональных эмпирических данных и обобщений. В главе 1 детально рассматриваются физическая сущность релаксационных процессов и особенности их проявления в подземных водах. Выясняется соотношение историко-геологического и релаксационного аспектов изучения эволюции подземной гидросферы. Оцениваются времена релаксации основных физических ее параметров. В главе 2 методами физико-химической гидродинамики выясняются гидрогеохимические следствия движения пластовых вод в различных краевых условиях. Вводится и обосновывается представление о гидрогеохимических критериях региональной динамики подземных вод, не зависящих от принятой методики региональных гидродинамических построений.

Книга рассчитана на гидрогеологов и геологов, интересующихся вопросами эволюции подземной гидросферы и региональной динамикой подземных вод, а также на научных работников и преподавателей соответствующих специальностей.

Табл. 3, ил. 27, список лит. — 84 назв.

Выпущено по заказу Всесоюзного научно-исследовательского института гидрогеологии и инженерной геологии.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последнее десятилетие региональная гидрогеология вступила в новую стадию своего развития. Характерной особенностью последней является использование представлений и методов физической кинетики для анализа и интерпретации региональных эмпирических данных и обобщений, для развития научных основ региональной гидрогеологии. В этом направлении проводятся систематические исследования, написаны первые монографические работы и статьи. Все они сводятся в основном к изучению роли процессов тепло- и массопереноса в формировании гидрогеохимической и гидрогеотермической структур седиментационных бассейнов, а также к созданию теории гидрогеологических полей. Однако не все проблемы охвачены в должной мере научной мыслью. Недостаточное внимание уделяется, в частности, исследованию эволюции физических параметров подземной гидросферы (давления, температуры, концентрации и пр.) в ходе геологического времени на основе теории кинетических или релаксационных процессов, а также изучению региональной динамики подземных вод на основе теории физико-химической гидродинамики.

Первая проблема связана непосредственно с историко-геологическим или палеогидрогеологическим направлением изучения подземной гидросферы. Возникло оно в отечественной гидрогеологии в сороковые годы двадцатого столетия. Основоположниками его были К. И. Маков и Н. К. Игнатович. Научное значение этого направления переоценить трудно: региональная гидрогеология как наука геологическая является наукой естественноисторической. Однако современной постановке палеогидрогеологических исследований присущи существенные методологические ошибки, являющиеся следствием пренебрежения особенностями релаксационного развития подземной гидросферы. Выяснению подлинной роли релаксационных процессов в региональной гидрогеологии посвящена глава 1 данной книги. Основное внимание в ней уделено рассмотрению (на молекулярном уровне) физической сущности релаксационных процессов и особенностей их проявления в подземной гидросфере. В таком аспекте проблема в гидрогеологической литературе ранее не обсуждалась.

Вторая проблема (ей посвящена глава 2 книги) возникла в связи с затруднениями в изучении региональной динамики пластовых вод с варьирующей в пространстве плотностью. Движение таких вод изучается на основе предположения о потенциальном его характере (метод приведенных давлений А. И. Силина-Бекчурина), которое с достаточным приближением выполняется только в отношении подземных вод с плотностью, не зависящей от пространственных координат, а также в случаях, когда поверхности равных пластовых давлений и равных плотностей пластовых вод совпадают, т.е. когда движение отсутствует. По этой причине использование метода приведенных давлений

при анализе гидродинамической структуры седиментационных бассейнов во всех случаях нельзя признать обоснованным. Отсюда возникла проблема поисков критериев региональной динамики подземных вод, не зависящих от принятой методики гидродинамических построений. В нефтегазоносных бассейнах в качестве таких критериев пытаются использовать наклоны поверхностей водонефтяных контактов и ореолы рассеяния компонентов нефтегазовых залежей (так называемые "лобовые" и "тыловые" эффекты). Целенаправленное изучение процессов конвективно-диффузионного массопереноса в водоносных горизонтах, результаты которого изложены в главе 2 позволило выявить гидрогеохимические следствия движения пластовых вод в различных краевых условиях и на этой основе ввести и обосновать представление о гидрогеохимических критериях региональной динамики подземных вод седиментационных бассейнов — мощном средстве проверки любых региональных гидродинамических построений.

В книгу из-за ограниченного ее объема не включены примеры приложения релаксационных методов и гидрогеохимических критериев регионального движения пластовых вод к конкретным седиментационным бассейнам. Автор надеется восполнить эти пробелы в последующих своих публикациях.

Работа выполнялась во ВСЕГИНГЕО в 1972 — 1974 гг.

ГЛАВА 1.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕГИОНАЛЬНОЙ ГИДРОГЕОЛОГИИ

ПОДЗЕМНАЯ ГИДРОСФЕРА КАК ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Основные геологические запасы подземных вод приурочены к седиментосфере, которая непрерывно развивается с начала своего возникновения. Это — основное эмпирическое обобщение геологии. Оно в полной мере относится и к подземным водам седиментосферы, ко всей подземной гидросфере, ибо последняя находится под влиянием планетарных, региональных и локальных физических полей, обуславливающих геологически длительные макроскопические процессы переноса энергии, массы и импульса. Реально они составляют основное содержание геохимической, энергетической и гидродинамической истории подземной гидросферы на всех этапах ее развития [1]. Процессы эти многообразны и сложны. Протекают они в условиях одновременного проявления нескольких физических полей, в системах, включающих не только природные растворы многокомпонентного состава, но и две взаимодействующие фазы — жидкую и твердую минеральную, нередко обогащенную органическим веществом. Длительность времени развития подземной гидросферы, исчисляемого миллионами, десятками и сотнями миллионов лет, делает геологически осязаемыми даже самые медленные процессы, столь медленные, что их воспроизведение в лабораторных условиях становится не всегда возможным из-за отсутствия наблюдаемых эффектов (в допустимое для лабораторных исследований время). Процессы эти могут начинаться и завершаться в разное время, накладываться друг на друга, протекать со скоростью, варьирующей от ничтожных долей секунды до периодов геологического времени.

Почему и в каком направлении развивается тот или иной процесс? С какой скоростью? Чем завершается? Таковы основные вопросы, с которыми сталкивается исследователь при изучении эволюции макроскопических систем, к числу которых относится и подземная гидросфера. Решение этих вопросов, применительно к сложным реальным системам представляет, как правило, исключительные трудности и пока не часто ведет к получению точных количественных оценок.

В настоящее время складываются два основных направления в изучении эволюции подземной гидросферы: историко-геологическое, или палеогидрогеологическое, и кинетическое, или релаксационное. Методологически они различны, что, однако, не делает их конкурирующими, и составляют, а вернее, будут составлять в недалеком будущем две стороны единого подхода к решению проблемы.

Теоретические основы релаксационного направления разрабатывает физическая кинетика. Она объединяет два способа описания систем: феноменологический*, или термодинамический, и статистический, исходящий из свойств, движения и взаимодействия частиц, образующих макроскопические системы. И в том, и в другом случае в уравнения, описывающие макроскопические процессы, явным образом входит время.

Объектом изучения физической кинетики является термодинамическая система — часть пространства, обособленная физическими или воображаемыми границами. Это означает, что в качестве термодинамической системы можно принимать подземную гидросферу в целом или любую макроскопическую ее часть. Характерная особенность последних — нахождение в планетарных физических полях: геотемпературном и геогравитационном.

Термодинамические системы классифицируют по разным признакам. По характеру взаимодействия с внешней средой различают изолированные, закрытые и открытые системы. Изолированные системы полностью обособлены от воздействия внешней среды, не обмениваются с ней ни энергией, ни веществом. Закрытые системы могут обмениваться с внешней средой только энергией, а открытые — энергией и веществом. Рассмотрение с этих позиций подземной гидросферы показывает, что последняя (так же, как любая ее макроскопическая часть) представляет собой открытую термодинамическую систему. Это очевидно хотя бы из того факта, что подземная гидросфера по верхней своей границе находится в тепловом и материальном взаимодействии с атмосферой и наземной гидросферой.

Подземные воды как объект гидрогеологического изучения представляют собой водные растворы минеральных и органических соединений, объективными признаками которых являются масса (например, геологические запасы), давление, температура, концентрация растворенных веществ, вязкость и пр., т. е. те же самые физические величины, которые характеризуют состояние любой термодинамической системы.

По изменчивости во времени названных физических величин различают термодинамические системы стационарные и нестационарные. В первом случае величины эти во времени не меняются, остаются постоянными. В нестационарных системах они являются функцией времени. Стационарные системы подразделяются на равновесные и неравновесные. Представление о термодинамическом равновесии имеет фундаментальное значение как для классической термодинамики, так и для физической кинетики.

Стационарная термодинамическая система находится в равновесии в геогравитационном поле в том случае, если: 1) температура T одинакова во всех точках системы [$dT/dx_i = 0$ ($i = 1, 2, 3$)]; 2) химический потенциал μ_k k -го компонента состава системы одинаков во всех ее фазах и точках ($d\mu_k/dx_i = 0$); 3) распределение давления p соответствует гидростатическому закону ($dp/dx_i = \rho \vec{g}$); 4) макроскопические потоки (масса, тепло и пр.) в системе отсутствуют.

*В физике феноменологическими называют законы, утверждения и методы, основанные на эксперименте (и интуиции) и непосредственно не вытекающие из фундаментальных законов.

Если эти условия выполняются, то в соответствии со вторым началом термодинамики энтропия системы максимальна и неизменна. Поэтому необходимыми и достаточными критериями равновесия системы являются равенства [2]

$$S = \max, \quad (1)$$

$$\frac{d_i S}{dt} = \frac{d_e S}{dt} = 0, \quad (2)$$

где S — энтропия системы;

$d_i S$ — изменение энтропии вследствие процессов, происходящих внутри системы;

$d_e S$ — изменение энтропии, обусловленное взаимодействием системы с окружающей средой.

Производные $d_i S/dt$ и $d_e S/dt$, характеризующие изменение энтропии в единицу времени, называют производством энтропии и потоком энтропии соответственно.

Стационарные неравновесные системы характеризуются тем, что температура или химические потенциалы являются функциями пространственных координат. Если же давление не соответствует гидростатическому закону, то в системе имеют место макроскопические потоки.

Наблюдения показывают, что в подземной гидросфере (и в любой макроскопической ее части) температура и химические потенциалы растворенных веществ (или их концентрации) являются в общем случае функциями пространственных координат и времени

$$T = T(x_i, t), \quad \mu_k = \mu_k(x_i, t), \quad (i = 1, 2, 3),$$

а давление нередко отличается от гидростатического.

Это означает, что подземная гидросфера представляет собой в термодинамическом отношении открытую нестационарную неравновесную систему.

В состоянии полного термодинамического равновесия, критериями которого являются равенства (1) и (2), могут находиться только изолированные системы. В общем случае каждое равновесное состояние изолированной системы должно характеризоваться определенными, постоянными для всей системы макроскопическими величинами. Последние называются термодинамическими параметрами состояния и являются внутренними параметрами. К ним относятся температура, плотность, давление, концентрация или химический потенциал и т. п. При отсутствии равновесия указанные параметры часто становятся неопределенными. В термодинамике постулируется, что изолированная система, находящаяся в неизменных внешних условиях, рано или поздно самопроизвольно придет в состояние термодинамического равновесия и без внешних воздействий выйти из него не может. Внешние условия или внешние параметры в простейшем случае включают в себя объем, занимаемый системой, внешние силовые поля, например, поле силы тяжести Земли, и температуру окружающих тел.

Если изменять внешние условия, в которых находится термодинамическая система, то будет изменяться и состояние последней, так что внутренние термодинамические параметры будут иметь в разные моменты времени

различные значения. Последовательное изменение состояния системы называют термодинамическим процессом. Можно различать процессы равновесные и неравновесные. В первом случае развитие системы осуществляется в виде непрерывной последовательности равновесных состояний. Градиенты всех термодинамических параметров системы в любой момент времени равны нулю. Приближением к этому идеализированному процессу является квазиравновесный или квазистатический процесс, который протекает столь медленно, что в системе в каждый момент времени успевает установиться практически равновесное (т.е. очень близкое к равновесию) состояние. В квазиравновесных системах обмен с окружающей средой протекает намного медленнее, чем происходят в них внутренние процессы. Равновесные процессы являются обратимыми. Они не сопровождаются производством энтропии в системе.

Все состояния системы, отличающиеся от состояния термодинамического равновесия, называются неравновесными, а термодинамический процесс, идущий через последовательность неравновесных состояний, — неравновесным процессом. Состояние неравновесной системы не определяется заданием только внешних параметров и температуры системы. Оно требует указания ряда других величин — например, распределения температуры или плотности внутри системы. Неравновесные процессы, сопровождающиеся производством энтропии в системе, т.е. ее возникновением, а не перераспределением, называются необратимыми, или диссипативными, так как они сопровождаются рассеянием энергии и остаточными изменениями системы*. По поводу необратимости Макс Планк указывает, что "... с каждым необратимым процессом система делает некоторый такой шаг вперед, следы которого ни при каких обстоятельствах не могут быть уничтожены" [3]. При анализе необратимых процессов необходимо принимать во внимание порядок чередования событий (индивидуальных процессов) и направление времени. В качестве примеров необратимых процессов можно назвать теплопроводность при конечной разности температур, диффузию, движение с трением (таким является, например, движение всех вязких жидкостей, включая воду), расширение газа в пустоте, химические процессы и пр. В замкнутых системах при любом необратимом процессе энтропия системы может только возрастать и никогда не уменьшается. В открытых системах энтропия при обратимых процессах может оставаться постоянной или даже убывать, но во всех случаях величина производства энтропии является положительной: $d_i S/dt > 0$.

К любой равновесной системе применим принцип Ле-Шателье — Брауна: в системе, находящейся в термодинамическом равновесии, при изменении одного из факторов, управляющих этим равновесием, возникают компенсирующие процессы, стремящиеся ослабить влияние этого изменения. В итоге система возвратится в наиболее вероятное состояние, характеризуемое максимальной неупорядоченностью, максимальной энтропией. Этот принцип однозначно определяет направление эволюции равновесных систем.

* Из второго начала термодинамики следует, что всякий необратимый процесс является неравновесным (нестатическим). Обратное заключение о необратимости всякого неравновесного процесса сделать на основе этого начала нельзя. Однако опыт указывает, что, за исключением сверхпроводимости и сверхтекучести, все неравновесные процессы необратимы [4].

Возникает вопрос о применимости этого принципа к открытым неравновесным системам, включая подземную гидросферу.

Из локальной формулировки второго начала термодинамики [5] следует, что в открытых системах общее изменение энтропии в единицу времени (dS/dt) можно представить в виде двух слагаемых. Если обозначить через $d_e S/dt$ изменение энтропии, обусловленное взаимодействиями с окружающей средой, и через $d_i S/dt$ — изменение энтропии, обусловленное процессами, протекающими внутри системы, то общее ее изменение выразится уравнением

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_e S}{dt} + \frac{d_i S}{dt}. \quad (3)$$

Равенство (3) представляет собой уравнение баланса энтропии и указывает на то, что энтропия элементарного объема системы изменяется со временем за счет потока энтропии в данный элемент объема из его окружения, с одной стороны, и наличия источника энтропии, обусловленного необратимыми процессами внутри элемента объема — с другой. Поскольку энтропия может только возникать, но не уничтожаться, то источник ее всегда положителен. В общем случае в источник энтропии делают вклад перенос тепла, вещества и импульса, а также химические реакции. При обратимых (равновесных) процессах источники энтропии отсутствуют.

В стационарной системе все переменные, характеризующие ее состояние, включая энтропию, во времени не изменяются:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_e S}{dt} + \frac{d_i S}{dt} = 0. \quad (4)$$

Отсюда

$$\frac{d_i S}{dt} = - \frac{d_e S}{dt}. \quad (5)$$

Таким образом, производство энтропии внутри открытой системы (или в элементе ее объема), находящейся в стационарном состоянии, полностью компенсируется изменением энтропии за счет взаимодействия системы с окружающей средой или, иначе, отрицательным потоком энтропии. Такой отрицательный поток энтропии может иметь место при наличии только тепло- или только массообмена между системой и внешней средой или при наличии одновременно тепло- и массообмена. В случае только теплообмена тепло должно поступать из системы во внешнюю среду.

По степени открытости различают три типа систем [6]:

1. Открытые системы, близкие к термодинамическому равновесию. К ним относятся системы, в которых значения термодинамических параметров мало отличаются от равновесных значений.
2. Открытые системы, в которых скорости притока энергии меньше или равны скорости ее диссипации. Значения термодинамических параметров при этом могут значительно отличаться от равновесных.
3. Открытые системы, в которых скорости притока энергии превосходят скорость ее диссипации. В таких системах значения термодинамических

параметров заметно отличаются от равновесных, — а системы далеки от равновесия.

Для описания процессов в системах первого типа применимы линейные феноменологические законы Фурье, Фика, Ома, Дарси и пр., обобщением которых для сложных систем, т. е. для систем с одновременно протекающими процессами переноса тепла и массы, является выражение

$$I_i = \sum_{k=1}^m L_{ik} X_k \quad (i = 1, 2, \dots, m), \quad (6)$$

где I_i — обобщенный поток i -го компонента;

X_k — вызывающая его обобщенная сила;

L_{ik} — кинетические коэффициенты, определяющие вклад различных сил X_k в создание потока I_i и не зависящие ни от силы, ни от потока.

Для таких систем доказаны две основные теоремы термодинамики необратимых процессов.

1. Принцип симметрии кинетических коэффициентов Л. Онсагера, который показал, что потоки I_i и силы X_k всегда можно выбрать так, чтобы выполнялось равенство

$$L_{ik} = L_{ki}. \quad (7)$$

2. Вариационный принцип для необратимых процессов в закрытых и открытых системах: если граничные условия, наложенные на систему, во времени не меняются, то система стремится к постоянному режиму, отличному от равновесия. Это и есть стационарное неравновесное состояние.

В 1945 г. И. Пригожин, один из основоположников термодинамики необратимых процессов, доказал теорему, в соответствии с которой открытые системы первого типа, находящиеся в стационарном состоянии, характеризуются минимальным уровнем производства энтропии [7, 8]. Теорема обладает большой общностью, но теряет свою силу, если предположение о линейности не выполняется. Например, при изучении теплопроводности она применима к изотропным системам с постоянными коэффициентом теплопроводности λ и удельной теплоемкостью c_v , когда процесс описывается линейным уравнением Фурье

$$\lambda \nabla^2 T = \rho c_v \frac{dT}{dt}. \quad (8)$$

Если коэффициент теплопроводности λ зависит от температуры T , то уравнение (8) должно быть заменено нелинейным уравнением

$$\lambda \nabla^2 T + \frac{d\lambda}{dT} (\nabla T)^2 = \rho c_v \frac{dT}{dt}, \quad (9)$$

по отношению к которому теорема Пригожина уже не выполняется.

Из своей теоремы Пригожин вывел следствия: 1) к стационарным неравновесным, но близким к равновесию системам применим принцип Ле-Шателье — Брауна; 2) открытая система всегда эволюционирует к стационарному неравновесному состоянию, начиная с близкого к нему произвольного

состояния; 3) свойство минимума производства энтропии гарантирует устойчивость неравновесного стационарного состояния.

Теорема дает критерий эволюции открытых систем первого типа в виде

$$\int (d_i S / dt) dV < 0, \quad (10)$$

где V — объем системы.

В процессе эволюции системы величина разности

$$\frac{d_i S}{dt} - \left(\frac{d_i S}{dt} \right)_{\min},$$

определяющей отклонение текущей величины производства энтропии $\frac{d_i S}{dt}$ от ее производства в стационарном состоянии $\left(\frac{d_i S}{dt} \right)_{\min}$, уменьшается с течением времени, а само стационарное состояние определяется условиями:

$$\frac{d_i S}{dt} - \left(\frac{d_i S}{dt} \right)_{\min} = 0; \quad (11)$$

$$\left(\frac{d_i S}{dt} \right)_{\text{стац}} = \min. \quad (12)$$

В противоположность этому в закрытой термодинамической системе, имеющей возможность перейти в равновесное состояние, а именно к этому состоянию эволюционируют закрытые системы, производство энтропии со временем уменьшается. В то же время энтропия системы приближается к максимальному значению, соответствующему равновесному состоянию. Когда система достигает равновесия, имеют место равенства:

$$\frac{d_i S}{dt} = 0; \quad (13)$$

$$S_{\text{равн}} = \max. \quad (14)$$

Применительно к закрытым системам говорить об их стационарном неравновесном состоянии можно только приближенно, ибо в этих системах такое состояние установиться не может: для поддержания стационарности энтропия системы должна непрерывно генерироваться, а это противоречит условиям (13) и (14).

Процессы в открытых системах второго типа описываются в общем случае нелинейными феноменологическими законами, и только вблизи стационарного неравновесного или равновесного их состояния допустимо описание на основе линейных соотношений. К подобного рода системам относятся, например, такие, которые не находятся в механическом равновесии (условие механического равновесия: $dv/dt = 0$) и в которых химические реакции далеки от равновесия. Термодинамическое рассмотрение открытых систем второго типа производится на основе представления о локальных потенциалах, разработанного П. Гленсдорфом и И. Пригожиным [7]. Открытые системы третьего типа описать в рамках современной термодинамики невозможно.

В подземной гидросфере и любой макроскопической ее части основные термодинамические параметры являются, как известно, функциями пространственных координат и времени: $T = T(x_p, t)$, $p = p(x_p, t)$, $\mu_k = \mu_k(x_p, t)$ и т. п., а процессы переноса описываются с достаточным приближением линейными законами. Это означает, что подземная гидросфера (и любая ее макроскопическая часть) как открытая термодинамическая система характеризуется неравновесными необратимыми процессами и является поэтому диссипативной системой. Кроме того, она может эволюционировать только до стационарного неравновесного состояния как конечной реально достижимой стадии своего развития.

Эволюцию термодинамической системы к состоянию термодинамического равновесия или к стационарному неравновесному состоянию можно изучать в двух аспектах: термодинамическом и кинетическом.

Науке известен афоризм "термодинамика не знает времени", относящийся к классической термодинамике или, иначе, к термостатике. Тем не менее методы термостатики давно и успешно используются для изучения эволюции различных систем, особенно химических. Исходя из энергетических свойств системы и ее энтропии, термостатика позволяет сделать вывод о возможном конечном результате развития системы, предполагая при этом, что последний соответствует состоянию равновесия. Термостатика не позволяет установить: а) осуществим ли в данных реальных условиях интересующий нас термодинамический процесс, например какая-либо конкретная химическая реакция; б) время, за которое система достигнет конечной, равновесной стадии своего развития. Следовательно, термостатика позволяет лишь сделать вывод о вероятном, энергетически обусловленном направлении развития изучаемой системы. Научное значение такого вывода переоценить трудно, тем не менее на современном этапе развития науки он нередко оказывается недостаточным.

По этой причине в последние десятилетия интенсивно развиваются кинетические методы изучения эволюции систем, базирующиеся на уравнениях, в которые входит время. Их возникновение связывают с именем австрийского физика Л. Больцмана (1844–1906), кинетическое уравнение которого впервые позволило описать эволюцию во времени необратимых процессов в газах, а его H -теорема дала объяснение с молекулярно-кинетической точки зрения факту возрастания энтропии при необратимых процессах, установленному термодинамикой [9, 10]. Анализ показывает, в частности, что гидродинамические уравнения Эйлера и Навье–Стокса являются приближениями к строгому кинетическому уравнению Больцмана [11]. Исходя из последнего, можно вывести основные уравнения переноса энергии, массы и импульса [10].

Кинетические методы формально объединяются физической кинетикой — разделом теоретической физики, изучающим законы протекания макроскопических процессов, возникающих при отклонении системы от состояния термодинамического равновесия или стационарного неравновесного состояния [12, 13]. В этом смысле к ней можно отнести термодинамику необратимых процессов [2, 5, 13], статистическую теорию необратимых процессов [14, 15], кинетическую теорию газов [16], а также теорию тепло- и массопереноса.

Термодинамика необратимых процессов, как и термостатика, основана на законах сохранения энергии, массы и импульса, а также на законе изменения энтропии. Однако в отличие от термостатики она учитывает линейные соотношения между термодинамическими силами и потоками [16]. Принципиальное значение в ее построениях имеет понятие "производство энтропии", характеризующее скорость возрастания энтропии во времени за счет необратимых процессов, протекающих внутри системы.

Локальное производство энтропии в единице объема в единицу времени σ связано с обобщенными термодинамическими силами X_k и соответствующими им потоками I_k соотношением

$$\sigma = \sum_{k=1}^n I_k X_k \geq 0, \quad (15)$$

где знак равенства относится к стационарному состоянию. Из соотношения (15) следует, что производство энтропии одновременно является и термодинамической (благодаря силам X_k), и кинетической (благодаря потокам I_k) величиной (5). Таким образом, термодинамика необратимых процессов дает принципиально новые (сравнительно с термостатикой) возможности изучения эволюции термодинамических систем. В последнее время термодинамика необратимых процессов интенсивно развивается, однако использование ее аппарата и методов в решении конкретных проблем встречает пока значительные трудности.

Как наука феноменологическая термодинамика необратимых процессов игнорирует молекулярную структуру вещества, а поэтому оперирует с экспериментально полученными кинетическими коэффициентами. Статистическая теория необратимых процессов изучает процессы на основе представлений об атомно-молекулярном строении вещества. Такой подход дает принципиальную возможность получить выражения для кинетических коэффициентов через молекулярные характеристики системы, обосновать эмпирические соотношения феноменологической термодинамики (выражение для производства энтропии и др.) и установить области их применимости.

При кинетическом изучении эволюции термодинамических систем принципиальное значение имеет положение о том, что система, находящаяся в момент времени $t = 0$ в неравновесном состоянии, должна эволюционировать в состояние равновесия или в стационарное неравновесное состояние. Процесс перехода системы в равновесное или неравновесное стационарное состояние называют релаксацией*. Поскольку состояние системы характеризуют, как правило, не один, а несколько параметров, то в общем случае следует говорить не о релаксации системы в целом, а о релаксации какого-либо ее параметра, так как скорость релаксации разных параметров может быть различной. Учитывая достижения современной теории необратимых процессов [14], можно дать достаточно общее определение релаксации как процесса постепенного перехода какого-либо параметра системы в стационарное состояние, независимо от того, является ли последнее равновесным или неравновесным [17, 18]. При этом начальное и промежуточное состоя-

*От латинского слова *relaxatio* — ослабление, расширение.

ния не являются равновесными. В таком понимании релаксация — очень общее явление, механизм которого зависит от природы системы и сил, действующих на нее. Поэтому можно говорить, что система (или какой-либо ее параметр) обладает релаксационными свойствами в том случае, если в уравнения, описывающие его реакцию (отклик) на внешние воздействия, явным образом входит время. Очевидно, что все процессы переноса или, иначе, процессы выравнивания (энергии, массы, импульса и пр.) можно рассматривать как релаксационные процессы [19]. Особенность последних в этом случае заключается в том, что конечное стационарное состояние (равновесное или неравновесное) устанавливается в пространственно неоднородных системах, т.е. в системах, в которых величина изучаемого параметра меняется от точки к точке.

Время изменения параметра системы от любого неравновесного его значения до значения, соответствующего стационарному состоянию (равновесному или неравновесному), называют временем релаксации, а если рассматривают релаксацию процессов переноса, то временем выравнивания. Последний термин является синонимом термина время релаксации. Однако чаще временем или периодом релаксации называют характерное время процесса, равное времени, в течение которого отклонение какого-либо параметра системы от его стационарного значения уменьшается в $e = 2,718$ раз. Характерное время релаксации оказывается необходимой характеристикой процессов, в ходе которых исследуемая физическая величина изменяется во времени монотонно.

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Период релаксации как характерный масштаб времени удобно ввести на основе атомно-молекулярных рассмотрений, ведущих к кинетическим уравнениям. В этом случае физический смысл процессов релаксации проявляется особенно наглядно.

Основой для такого рассмотрения является кинетическое уравнение Больцмана, строго применимое только к идеальному одноатомному газу, состоящему из невзаимодействующих между собой частиц, движущихся по законам классической механики, или к газу небольшой плотности, когда частицы подвержены только парным столкновениям. Уравнение имеет вид [10]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = J, \quad (16)$$

где f — функция статистического распределения частиц газа, или просто функция распределения;

t — время;

$\vec{r}$ — набор координат частицы в трехмерном пространстве ($d\vec{r} = dx dy dz$);

$\vec{v}$ — вектор скорости движения частицы ($d\vec{v} = dv_x dv_y dv_z$);

$\vec{F}$ — внешняя сила, действующая на частицу с массой m ;

J — интеграл столкновений Больцмана.

Функция распределения f — вероятностная функция, зависящая от скоростей движения частиц газа $\vec{v}$, их координат $\vec{r}$ и времени t . Она опре-

делает среднее число частиц, находящихся во время t в бесконечно малом объеме газа $(\vec{r}, \vec{v} + d\vec{v})$ и имеющих скорости в пределах от $\vec{v}$ до $\vec{v} + d\vec{v}$. Каждому состоянию системы соответствует своя функция распределения, поэтому функции распределения являются основным объектом изучения статистической физики; от них непосредственно можно перейти к любому макроскопическому параметру системы.

В уравнении (16) первый член слева представляет скорость изменения функции распределения во времени, второй член (пропорциональный частной производной функции распределения по координате) учитывает движение частиц в пространстве с неоднородной их плотностью, третий член определяет изменение функции распределения вследствие ускорения частиц под действием внешних сил $\vec{F}$. Интеграл столкновений Больцмана, находящийся в правой части уравнения (16), определяет изменение функции распределения f вследствие бинарных столкновений частиц, являющихся результатом хаотического теплового блуждания их. Он равен нулю только в статистически и, следовательно, термодинамически равновесных системах. В рассматриваемом приближении интеграл столкновений не зависит от $\vec{F}$, $\vec{r}$ и t .

Уравнение (16) представляет собой уравнение первого порядка по времени. Его анализ сводится в первую очередь к решению задачи с начальным условием, а именно к нахождению по значению функции распределения $f(0)$, заданному в момент времени $t = 0$, функций распределения $f(t)$ в последующие моменты времени. Больцману удалось показать, что любое начальное распределение $f(0)$ с течением времени неизбежно приближается к равновесному распределению Максвелла–Больцмана f_0 [10, 20]

$$f_0 = A_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{m\vec{v}^2}{kT} + \frac{U(\vec{r})}{kT} \right], \quad (17)$$

где $\frac{m\vec{v}^2}{2}$ – кинетическая энергия частицы с массой m ;

$U(\vec{r})$ – потенциальная ее энергия во внешнем поле;

k – постоянная Больцмана;

A_0 – постоянная, определяемая из условия нормировки.

Уравнение (17) описывает распределение частиц газа по координатам и скоростям при наличии произвольного потенциального поля. В этом уравнении первый множитель, включающий кинетическую энергию, определяет распределение частиц по скоростям в отсутствие внешних полей (распределение Максвелла), а второй – распределение частиц по координатам в поле внешних сил (распределение Больцмана). Поскольку величина kT характеризует среднюю энергию теплового движения частиц, то в равновесном состоянии распределение частиц определяется отношением полной их энергии к энергии теплового движения.

Здесь уместно привести замечание Дж. Уленбека и Дж. Форда [20] о достижении равновесия Максвелла–Больцмана. Решение Больцмана уравнения (16) в виде функции (17) не означает, что установление равновесия происходит в два последовательных, четко отдельных друг от друга этапа: сначала устанавливается распределение Максвелла в поле скоростей, а затем распределение Больцмана в координатном пространстве. Фактически оба

процесса взаимосвязаны, и распределение по скоростям становится строго максвелловским только при достижении полного равновесия. Вместе с тем из решения (17) следует, что вследствие столкновений между частицами любое начальное распределение по скоростям в любом элементе координатного пространства монотонно и очень быстро стремится к локальному распределению Максвелла, которого оно никогда не достигнет, так как внешние силы и наличие потоков, ими вызванных, препятствуют этому, но к которому оно непрерывно стремится. Переход начального распределения в локальное квазиравновесное распределение Максвелла происходит за время порядка среднего времени свободного пробега. Установление равновесия в координатном пространстве осуществляется не монотонно и требует значительно большего времени.

Фундаментальный вывод Больцмана о неизбежной эволюции любой начальной функции распределения к статистически равновесному распределению Максвелла — Больцмана фактически относится только к изолированным системам, находящимся во внешнем поле. В учебной и справочной литературе релаксацию определяют как процесс установления в физической системе термодинамического равновесия, не отмечая при этом указанное выше ограничение. Между тем из вывода Больцмана не следует, что такое определение единственно возможно, так как при выводе им учитывались только начальные условия, а условия на границах системы оставались неопределенными.

Из всего сказанного вытекает, что кинетическое уравнение Больцмана (16) описывает необратимые процессы в газах, основное содержание которых сводится к изменению функции распределения частиц во времени под влиянием двух конкурирующих процессов: направленного движения частиц, вызванного градиентом их концентрации и внешними силовыми полями, и релаксационного процесса, происходящего вследствие хаотических столкновений между частицами и стремящегося приблизить частицы к равновесному распределению. В зависимости от конкретных условий может доминировать один из этих процессов или же может установиться стационарное равновесие между ними.

Уравнение Больцмана (16) для частного случая пространственно-однородного распределения частиц (оператор $d/d\vec{r} = 0$) при условии, что внешняя сила $\vec{F}$ не зависит от координат, принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} + J. \quad (18)$$

Из уравнения (18) следует, что возможны три случая [10]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad J = \left| \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \right|; \quad (19)$$

$$J > \left| \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \right|; \quad (20)$$

$$J < \left| \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \right|; \quad (21)$$

В первом случае, т.е. в случае стационарного процесса, отклонение от равновесного распределения, обусловленное внешней силой, все время уравновешивается релаксационным процессом. Поэтому неравновесное состояние сохраняется. Кинетическое уравнение для стационарного неравновесного состояния имеет вид

$$-\frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} + J = 0 \quad (22)$$

Во втором случае [см. уравнение (20)] доминирует релаксационный процесс: если система в начальный момент была в нестационарном неравновесном состоянии, то она обязательно придет к состоянию, близко соответствующему первому случаю.

Уравнение (21) означает, что за счет внешней силы система неограниченно удаляется от равновесного распределения.

Для равновесного распределения частиц справедливо равенство

$$J(f_0) = 0 \quad (23)$$

где f_0 — распределение Максвелла.

Оно было получено Дж. Максвеллом при решении статистической задачи о распределении по скоростям молекул однородного идеального газа в условиях термодинамического равновесия. Это распределение является следствием столкновения молекул при их хаотическом тепловом блуждании и не зависит от характера взаимодействия молекул между собой. Поэтому оно справедливо как для частиц газа, так и для частиц жидкостей.

Для описания газообразных состояний, близких к равновесному, т.е. находящихся в интервале, отделенном от максвелловского состояния несколькими временами столкновений, может быть использовано кинетическое уравнение Крука—Бхатнагара—Гросса [10]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = -\frac{f - f_0}{\tau}, \quad (24)$$

где f и f_0 — текущая и равновесная функции распределения;

τ — характерное время или период релаксации.

Такое название τ связано с тем, что если $\vec{F}$ не зависит от времени, а τ не зависит от скорости, то из уравнения (24) можно получить частное решение

$$f - f_0 = [f(0) - f_0] \exp(-t/\tau), \quad (25)$$

которое действительно описывает приближение f к стационарному состоянию (релаксацию) с характерным временем τ . В уравнении (25) $f(0)$ — начальное значение функции распределения.

Уравнение (25) строго применимо, как было указано выше, только при малых отклонениях газа от стационарного состояния (равновесного или неравновесного), но использование его позволяет правильно оценить порядок времени релаксации и при больших отклонениях газа от равновесия.

Процессы релаксации в газах изучены хорошо [21, 22]. Их можно разделить на два этапа. На первом этапе равновесие устанавливается лишь

В макроскопически малых и микроскопически больших (частиц много) частях системы (микросистемах), т.е. имеет локальный характер. Оно является следствием поступательных, вращательных и колебательных движений частиц и их взаимодействий друг с другом. Основное значение имеют при этом время τ_0 и длина l_0 свободного пробега частиц. Поскольку τ_0 и l_0 крайне малы по сравнению с размерами системы и временем, за которое протекают в последних макроскопические процессы, то локальное квазиравновесное состояние в микросистемах устанавливается за очень короткое время ($10^{-11} - 10^{-9}$ с) и в результате очень небольшого числа столкновений. Каждой такой локальной микросистеме можно приписать свои температуру, давление и скорость и рассматривать их в любой момент времени как равновесные (квазиравновесные). Это этап быстрых, или кинетических (по терминологии Н.Н. Боголюбова [23]), процессов релаксации.

На втором этапе происходит выравнивание термодинамических параметров между микросистемами. Этот процесс является результатом очень большого числа последовательных столкновений частиц между собой. Время этого процесса пропорционально размерам системы и может быть весьма значительным. Это этап медленных, или гидродинамических [23], процессов релаксации. Его можно описать чисто макроскопически, если ввести усредненные кинетические коэффициенты: коэффициенты диффузии, вязкости, теплопроводности и пр. О системах, в которых установились локальные равновесия в микросистемах, но последние еще не пришли в равновесие друг с другом, говорят, что они находятся в неполном равновесии [24].

Нередко приходится иметь дело с неполными равновесиями иного рода, когда равновесие успело установиться по одним параметрам системы и не успело установиться по другим. Это связано с тем, что: 1) данный релаксационный механизм может с неодинаковой скоростью протекать в различных частях системы; 2) в одной и той же системе одни параметры релаксируют по одному механизму, а другие по другому, причем времена релаксации различаются в большей или меньшей степени. В таких случаях для полного описания релаксации системы необходимо рассматривать не одно время релаксации, а спектр времен релаксации. Последнее справедливо также и для многокомпонентных растворов, в которых времена релаксации отдельных компонент часто значительно различаются. Во всех таких случаях наибольшее из этих времен характеризует полное время релаксации.

Вычисление времени релаксации для разных процессов может быть сделано только методами физической кинетики, так как механизм релаксации сводится по существу к переносу молекулами энергии, массы, импульса и других физических величин.

Уравнение Больцмана (16) нельзя непосредственно обобщить на плотные газы и жидкости, т.е. на системы с взаимодействующими частицами. В разреженных газах перенос массы, импульса и энергии производится почти полностью движением самих частиц, а в плотных газах и жидкостях процессы переноса находятся в сильной зависимости от взаимодействия частиц. Последнее учитывается в многочисленных работах, посвященных кинетической теории плотных газов и жидкостей (Д. Энског, Н.Н. Боголюбов, Дж. Кирквуд и др.) [10, 20]. Эта теория строится на изучении неравно-

весных функций распределения для групп из одной, двух и более частиц. В жидкостях время и длина свободного пробега частиц теряют свой смысл. Вместо них вводятся время и длина корреляции динамических переменных. Они характеризуют затухание во времени и пространстве взаимного влияния частиц и определяют время установления в жидкостях локально-равновесного состояния, или ближнего порядка, вследствие интенсивных взаимодействий между их частицами [25]. На этом быстром, или кинетическом, этапе механизмы релаксации в жидкостях и разреженных газах существенно различаются. На медленном, или гидродинамическом, этапе такого различия уже не существует, и процессы релаксации в жидкостях и газа описываются одними и теми же уравнениями.

Теоретический анализ и опыт показывают, что зависимость (25) справедлива не только для идеальных, но и для реальных газов, жидкостей и твердых тел, если в них потоки и силы удовлетворяют линейному соотношению (6). Если соотношение (6) справедливо в любой момент времени, то система "близка к равновесию" во всем длении времени. В общем случае соотношение (6) верно для не зависящих от времени или по крайней мере медленно меняющихся движущих сил.

Г. Дж. Мори установил, что соотношение (6) справедливо для времен t , удовлетворяющих условию [26]

$$\tau_0 \ll t \ll \tau, \quad (26)$$

где τ_0 — время микроскопической релаксации;

τ — время макроскопической релаксации.

Это означает, что соотношение (26) может быть использовано при анализе достаточно разнообразных реальных систем. Фактически оно используется очень широко и продуктивно. Причина очевидна: принципиальная особенность релаксационных процессов, свойственная не только газам, но и жидким и твердым телам, заключается в том, что эти процессы неизбежны и протекают на атомно-молекулярном уровне. Они обусловлены хаотическим тепловым движением частиц, образующих тела. Вследствие этого релаксация — всюдный самопроизвольный процесс, протекающий во всех реальных телах. Статистическим выражением атомно-молекулярных процессов являются макроскопические эффекты. Например, макроскопический процесс, называемый течением жидкости, при рассмотрении его на молекулярном уровне представляет собой структурную релаксацию жидкости под действием внешней силы. Последняя вызывает непрерывную последовательность направленных скачкообразных перемещений молекул жидкости к новым квазиравновесным положениям.

В исходное для развития релаксационного процесса неравновесное состояние система попадает в связи с изменением внешнего силового поля: механического, температурного, электрического, магнитного и пр. Характер изменения внешних полей может быть каким угодно. Окончательное неравновесное состояние будет стационарным или нестационарным в зависимости от того, как изменяется во времени внешнее поле. На рис. 1 изображены простейшие графики изменения внешних полей и релаксационный отклик системы на это изменение. Варьирование реальных внешних полей

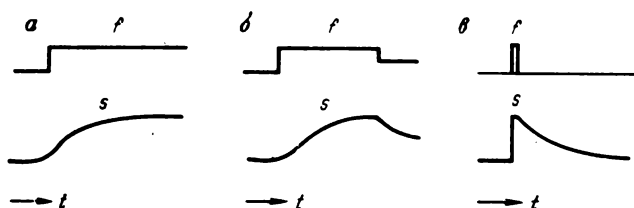


Рис. 1. Простейшие случаи изменения во времени t внешнего поля f и релаксационные отклики на них системы S

Импульсы: а — ступенчатый; б — прямоугольный; в — мгновенный

может быть более сложным. Во многих случаях его удастся разбить на этапы, соответствующие графикам на рис. 1, и изучать релаксацию применительно к отдельным этапам. В общем случае при изучении подземной гидросферы наибольший интерес представляет не тот случай, когда система на мгновение была выведена из равновесия, а затем предоставлена самой себе (мгновенное изменение внешнего поля, например, вследствие землетрясения), а случай, когда на систему все время действуют внешние силы, обуславливающие неравновесное ее состояние (ступенчатый импульс). Если внешние силы неизменны во времени, то через время порядка периода релаксации установится стационарное неравновесное состояние, при котором $df/dt = 0$. В инженерной гидрогеологии типичным примером ступенчатого импульса являются откачки подземных вод до установления стационарных уровней или, наоборот, восстановление уровней после прекращения откачки.

Подземные воды любого седиментационного бассейна имеют начало, непрерывно эволюционируют под влиянием внешних планетарных и региональных физических полей, т.е. являются типичной кинетической системой. Для характеристики их состояния и эволюции необходимо использовать ряд внутренних параметров и учесть временную изменчивость внешних полей. Известный специалист в области реологии М. Рейнер [27] предложил использовать при экспериментальном изучении релаксационных процессов безразмерный критерий D (число Деборы):

$$D = \frac{\text{период релаксации}}{\text{время наблюдения}} = \frac{\tau}{t_n} \quad (27)$$

Если период релаксации очень мал, например измеряется долями секунды или секундами, а масштаб времени наблюдения значительно больше, то D имеет небольшие числовые значения. Если период релаксации по сравнению со временем наблюдения велик, то D характеризуется высокими числовыми значениями. Таким образом, малые значения D (меньше единицы) в общем случае указывают на завершенность процессов релаксации.

Расширим смысл критерия D , приняв за время t_n не время наблюдений, а время относительного постоянства внешних параметров. В этом случае значения $D \ll 1$ будут указывать на завершение процессов релаксации тех внутренних параметров системы, времена релаксации которых на

много меньше времени относительного постоянства внешних параметров ($r \ll t_H$). В этом случае можно считать, что система в каждый момент времени близка к квазиравновесному состоянию, и временная зависимость релаксационного отклика системы в точности следует за временной изменчивостью внешнего поля. Все процессы, имеющие времена релаксации больше времени t_H ($D \gg 1$), при наблюдении в период времени от $t = 0$ до $t = t_H$ являются незавершенными.

В случаях, когда число Деборы очень велико, тела (даже жидкие) ведут себя, как твердые: если время возмущения $t_H \ll 10^{-13}$ с, то жидкость обладает всеми свойствами твердого тела. Если число Деборы очень мало, то тела ведут себя, как жидкости. Таким образом, данное тело может деформироваться, как твердое тело или как жидкость в зависимости от величины числа Деборы. Отсюда ясно, что период релаксации является основной константой, объединяющей свойства твердого тела и жидкости.

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ

Время релаксации различных параметров одной и той же системы может варьировать, как указывалось выше, от ничтожных долей секунды до периодов геологического времени. Точную величину полного времени релаксации можно определить посредством кинетического уравнения, описывающего изучаемый процесс, например посредством уравнения переноса массы, энергии, импульса (см. ниже). Время релаксации как масштаб процесса можно оценить для каждого параметра системы на основе одного из методов получения приближенных решений — анализа размерностей [28, 29]. Исходя из последнего, найдем соотношения, посредством которых можно определить порядок характерного времени релаксации пластового давления, концентрации и температуры.

Пластовое давление. В динамике подземных вод различают два режима фильтрации: жесткий и упругий. В первом случае предполагается, что скелет грунта представляет собой жесткую недеформируемую пористую среду, а вода несжимаема. Изучение релаксационных свойств такой системы сводится к решению вопроса о длительности неустановившегося процесса фильтрации, предшествующего стационарному состоянию. Вопрос этот был поставлен и аналитически решен в 1922 г. Н.Н. Павловским [30], который исследовал изменение скорости фильтрации во времени при изменении напора от нуля до максимальной величины, и наоборот. Поскольку фильтрация воды является в данном случае механизмом, посредством которого система эволюционирует в стационарное состояние, а последнее характеризуется постоянством гидравлического градиента, то полученные числовые оценки релаксации системы непосредственно относятся и к напору. Н.Н. Павловский установил, что при жестком режиме фильтрации установление стационарного состояния измеряется долями секунды. Таково, естественно, и время релаксации.

В 1959 г. В. Ф. Линецкий [31], выясняя время выравнивания пластового давления на участках аномально высоких пластовых давлений (АВПД), исходил в своих расчетах из жесткого режима фильтрации. Для модельного примера (мощность глинистой кровли 100 м, коэффициент

фильтрации 10^{-10} см/с, начальный перепад давления $260 \cdot 10^5$ Па) он получил, что время снижения первоначального давления до нормального гидростатического равно 12770 000 лет. Оценка эта получена на основе неверных физической и математической моделей и не имеет поэтому познавательного значения. На это необходимо указать, так как она нашла отражение в последующих публикациях В. Ф. Линецкого (1961, 1965, 1974) и в ряде работ геологов и гидрогеологов, например И. Г. Киссина [32]. В действительности же период фильтрационной релаксации пластового давления в рассмотренном модельном примере при его оценке с учетом упругих свойств глинистой кровли и воды должен измеряться только тысячами (при условии, что процесс фильтрационной релаксации вообще может протекать в рассматриваемой ситуации).

Перераспределение давления в пласте при упругом режиме фильтрации — процесс длительный. Он описывается уравнением пьезопроводности В. Н. Шелкачева, выведенным им в 1946 г. и совпадающим по форме с классическим уравнением теплопроводности [33]

$$\partial p / \partial t = \kappa \nabla^2 p = \kappa (\partial^2 p / \partial x^2 + \partial^2 p / \partial y^2 + \partial^2 p / \partial z^2), \quad (28)$$

где κ — коэффициент пьезопроводности.

Коэффициент пьезопроводности κ характеризует скорость установления стационарного (неравновесного или квазиравновесного) распределения давления воды в пласте в результате изменения внешнего поля, например вследствие изменения напора в области питания или появления стоков (гидрогеологические окна, галереи, скважины и пр.).

Строгое аналитическое решение уравнения (28) может быть получено, как известно, только для самых простых краевых условий, но оценить порядок величины характерного времени релаксации давления μ^0 на основе этого уравнения можно для любых краевых условий, исходя из следующих соображений.

В уравнении (28) имеются четыре физические величины: коэффициент пьезопроводности κ , давление p , время t и линейный размер L (последний введем как символ линейных координат x, y, z), которые только и могут входить в интегральные соотношения, вытекающие из этого уравнения. Установим форму связи этих величин. С этой целью приведем уравнение (28) к безразмерному виду.

Примем при этом во внимание, что абсолютная величина пластового давления в процессах его перераспределения значения не имеет, так как p входит в уравнение (28) под знаком дифференциальных операторов. Фактически зависимой переменной в этом уравнении является разность давлений Δp . При рассмотрении региональных релаксационных процессов разность давлений логично представить в виде

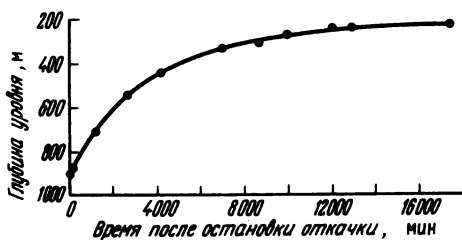
$$\Delta p = p - p_0,$$

где p — текущее значение пластового давления;

p_0 — стационарное пластовое давление, равное или близкое к гидростатическому в данных условиях.

Допустим, что пластовое давление в некоторой области или точке водоносного комплекса мгновенно изменилось вследствие появления возмущающего фактора. Если интенсивность фактора во времени не меняется, то в остальной части комплекса будет происходить монотонное перераспределение давления в сторону установления нового стационарного равновесного или неравновесного его распределения. Время процесса теоретически будет меняться от нуля до бесконечности. Монотонность процесса исключает нахождение какого-либо ограниченного узловыми точками промежутка времени. Это очевидно из рассмотрения, например, графиков восстановления статических уровней пластовых вод после прекращения действия скважины — фактора, возмущающего естественное поле пластовых давлений (рис. 2). В такой ситуации приходится прибегать к величинам, одной из ко-

Рис. 2. Восстановление статического уровня пластовых вод юрских отложений нефтяного месторождения Карамандыбас (Мангышлак, скв. 1, горизонт 9). По В.Н. Корценштейну [34]



торых является характерное время или период релаксации пластового давления $\tau(p)$. Определим последнее как время, необходимое для изменения пластового давления (в каждой точке водосодержащего комплекса) в $e = 2,718$ раз. Тогда можно определить безразмерную переменную времени $\bar{t}$ в виде

$$\bar{t} = \frac{t}{\tau(p)}.$$

Безразмерное давление $\bar{p}$ получим в виде отношения

$$\bar{p} = \frac{p}{p_r},$$

где p_r — значение давления через время $\tau(p)$, причем p и p_r измеряются от p_0 — гидростатического давления.

Безразмерные линейные размеры $\bar{x}$, $\bar{y}$ и $\bar{z}$ получим в виде отношений

$$\bar{x} = \frac{x}{L}, \quad \bar{y} = \frac{y}{M}, \quad \bar{z} = \frac{z}{N},$$

где L , M и N — размеры комплекса в направлении осей x , y и z соответственно.

Представляя полученные безразмерные переменные в уравнение (28), получим

$$\frac{p_r}{r(p)} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{t}} = \kappa \left(\frac{p_r}{L^2} \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{p_r}{M^2} \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{p_r}{N^2} \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{z}^2} \right).$$

Разделим обе части уравнения на p_r/l^2 , где l — один из трех линейных размеров L, M, N , характерный для данной задачи. Если $l = L$, то получим уравнение

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{t}} = \left(\frac{\kappa r(p)}{l^2} \right) \left[\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{x}^2} + \left(\frac{l}{M} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{y}^2} + \left(\frac{l}{N} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{z}^2} \right], \quad (29)$$

которое содержит лишь безразмерные переменные и параметры (последние в этом уравнении заключены для наглядности в круглые скобки).

При прямолинейно-параллельном движении подземных вод уравнение (29) становится одномерным:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{t}} = \left(\frac{\kappa r(p)}{l^2} \right) \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{x}^2}. \quad (30)$$

Уравнение (30) справедливо также в случаях, когда $(\frac{l}{M})^2 \ll 1$ и $(\frac{l}{N})^2 \ll 1$.

Приведение уравнения (28) к безразмерному виду осуществлялось таким образом, чтобы каждый член полученного безразмерного уравнения, содержащий только переменные величины, приблизительно (по порядку величин) был равен единице. Если это так, то величина каждого члена определяется исключительно величиной безразмерного параметра. Сравнивая уравнения (29) и (30), устанавливаем, что основным параметром, определяющим перераспределение пластового давления, является безразмерное время $\frac{\kappa r(p)}{l^2}$, называемое в теории подобия числом Фурье. Последнее обозначается символом Fo , так что

$$Fo \equiv \frac{\kappa r(p)}{l^2}. \quad (31)$$

Следует проводить различие между числом Фурье $Fo \equiv \frac{\kappa r(p)}{l^2}$ и критерием Фурье $Fo \equiv \frac{\kappa t_0}{l^2}$, где t_0 — продолжительность времени, определяющая скорость изменения внешнего возмущающего фактора [35]. Критерий Fo является критерием подобия и выражает определенное соответствие между темпом t_0 изменения внешнего возмущающего фактора и темпом перераспределения пластового давления внутри водосодержащего комплекса. Число Fo — не критерий подобия, а безразмерная форма времени, представляющая собой отношение времени релаксации процесса $r(p)$ к величине l^2/κ как длительности, характерной для исследуемого процесса. Поскольку время $r(p)$ было выбрано произвольно, то число Fo можно записать в более общей форме.

$$Fo \equiv \frac{\kappa t}{l^2}, \quad (32)$$

где t — любое текущее время.

Так как

$$\frac{\kappa r(p)}{l^2} \sim 1,$$

то в первом приближении

$$\tau(p) \sim \frac{l^2}{\kappa}. \quad (33)$$

Эта зависимость позволяет определить по порядку величины период релаксации пластового давления в случаях, когда процесс его релаксации может быть описан уравнением (28), т. е. когда пьезопроводность является основным процессом перераспределения давления в изотропной среде. Из зависимости (33) следует, что характерное время релаксации пластового давления $\tau(p)$ прямо пропорционально квадрату характерного линейного размера водовмещающего комплекса и обратно пропорционально коэффициенту пьезопроводности. Нетрудно показать, что этот вывод справедлив при любых краевых условиях.

Соотношение (33) можно получить непосредственно из уравнения (28), не приводя последнее к безразмерному виду. Эта возможность появляется в связи с тем, что уравнение (28) представляет собой однородное относительно давления уравнение. Поэтому давление выпадает из числа физических величин, входящих в безразмерный комплекс, имеющий смысл безразмерного времени.

Размерности величин κ и l : $[\kappa] = \text{см}^2 \text{с}^{-1}$, $[l] = \text{см}$. Из них можно составить только одну комбинацию, имеющую размерность времени, а именно $[l^2]/[\kappa]$. Ей и должен быть равен порядок величины времени $\tau(p)$:

$$\tau(p) \sim \frac{l^2}{\kappa}.$$

Точное числовое значение $\tau(p)$ определяется соотношением

$$\tau(p) = C \frac{l^2}{\kappa}, \quad (34)$$

где C — безразмерная постоянная, зависящая от геометрических особенностей рассматриваемой системы.

Температура и концентрация. Изменение во времени температуры и концентрации растворенного в подземных водах вещества по механизму диффузии может быть описано кинетическим уравнением теплопроводности (диффузии):

$$\frac{\partial S}{\partial t} = k \nabla^2 S = k \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \right), \quad (35)$$

где S — физический параметр (температура, концентрация i -го вещества); k — коэффициент пропорциональности, характеризующий скорость процесса.

Подробно это уравнение анализируется ниже. В данном разделе необходимо найти выражение для характерного времени релаксации $\tau^{(s)}$. При молекулярном переносе энергии и вещества движущей силой процесса является разность температуры или концентрации соответственно. Эта разность в соответствии с законами Фурье и Фика определяет величину потока энергии или вещества, но не кинетику процесса. Поэтому ни температура, ни

концентрация не могут входить в интегральные соотношения, характеризующие кинетику процесса. Кроме этих параметров, в уравнение (35) входят кинетический коэффициент k (коэффициент теплопроводности или коэффициент диффузии — в зависимости от значения параметра S), время t и линейный размер l (как и выше, последний введем как символ линейных координат x, y, z). Очевидно, что характерное время релаксации $\tau^{(s)}$ определяются две другие величины, а именно k и l . Их размерности: $|k| = \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, $|l| = \text{см}$. Из этих двух величин можно составить только одну комбинацию, имеющую размерность времени, а именно:

$$\left| \frac{l^2}{k} \right| = \text{см}^2 \cdot \text{см}^{-2} \text{с} = \text{с} \sim |\tau^{(s)}|. \quad (36)$$

Это выражение, как и следовало ожидать, аналогично соотношению (33) и обладает теми же самыми свойствами. Вводя вместо символа K его частные значения, получим:

$$\tau^{(D)} \sim \frac{l^2}{D}; \quad (37)$$

$$\tau^{(T)} \sim \frac{l^2}{a}. \quad (38)$$

В этих соотношениях D — коэффициент диффузии;

a — коэффициент температуропроводности;

$\tau^{(D)}$ и $\tau^{(T)}$ — характерное время релаксации концентрации и температуры соответственно.

Точными числовыми значениями времен релаксации $\tau^{(D)}$ и $\tau^{(T)}$ являются:

$$\tau^{(D)} = C \frac{l^2}{D}; \quad (39)$$

$$\tau^{(T)} = C \frac{l^2}{a} \quad (40)$$

Поскольку D и a — физически однородные величины, то при равенстве размеров областей выравнивания концентрации и температуры молекулярными процессами справедливо соотношение.

$$\frac{\tau^{(D)}}{\tau^{(T)}} = \frac{a}{D} \quad (41)$$

Исходя из уравнения движения подземных вод в пористых средах, можно также найти порядок характерного времени релаксации скорости фильтрации, т.е. порядок характерного времени установления стационарного режима фильтрации $\tau^{(v)}$. Оно определяется выражением

$$\tau^{(v)} \sim \frac{l^2}{\nu}, \quad (42)$$

где l — символ линейных координат x, y, z ;

ν — кинематическая вязкость.

Отметим, что механизм релаксации в этом случае сводится по существу к процессу самодиффузии молекул воды под действием внешней силы,

обуславливающей непрерывную перестройку молекулярной структуры воды за счет "течения" молекул к новым положениям равновесия. Вследствие этого вязкость воды оказывается связанной со временем ее структурной релаксации, которое в свободной воде имеет величину порядка 10^{-12} с.

Исследование релаксации химических реакций представляет собой задачу более сложную, чем рассмотренная выше релаксация давления, температуры, концентрации и др. Во-первых, для химических реакций часто наблюдаются значительные отклонения от соотношения (6), при выполнении которого только и справедливы линейные приближения термодинамики необратимых процессов, а, во-вторых, характерное время релаксации зависит от порядка и обратимости (необратимости) химической реакции. Последнее означает, что время релаксации нельзя записать в виде одного соотношения, пригодного для всех реакций. Например, в самом простом случае обратимой одномолекулярной реакции справедливо соотношение (25), причем характерное время релаксации

$$\tau(r) = (k_1 + k_2)^{-1},$$

где k_1 и k_2 — константы скорости реакции в прямом и обратном направлениях.

Ограничившись сделанными замечаниями, укажем, что процессы релаксации химических реакций рассматриваются во многих работах [36, 37, 38, 39 и др.].

УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА И ИХ ОСОБЕННОСТИ

Математической моделью многих необратимых процессов является дифференциальное уравнение с частными производными второго порядка параболического типа (уравнение теплопроводности или диффузии):

$$\frac{\partial S}{\partial t} = k \frac{\partial^2 S}{\partial x_i^2} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (43)$$

где S — физический параметр процесса;

t — время;

x_i — декартовы прямоугольные координаты;

k — коэффициент пропорциональности, характеризующий скорость процесса.

Уравнение (43) описывает процессы молекулярного переноса массы и энергии, изменения давления жидкостей и газов во времени и т. д. Оно играет важную роль в количественных гидрогеологических рассмотрениях. Отметим поэтому его особенности, основываясь главным образом на работах [40, 41, 42].

1. Необратимость процессов, описываемых уравнением (43), математически отражается наличием в уравнении производной по времени первого порядка. Последнее означает, что уравнение асимметрично относительно времени, т. е. различает прошедшее и будущее состояния процесса. В самом деле, если функция $S(x_i, t)$ представляет собой решение уравнения (43), то функция $S(x_i, -t)$ будет решением совсем другого уравнения, а

именно уравнения $\partial S / \partial t = -\partial^2 S(x_i, t) / \partial x_i^2$. Чтобы получить решения уравнения (43), необходимо указать краевые условия процесса, т. е. начальные и граничные его условия. Решение, которое одновременно удовлетворяет уравнению (43) и заданным краевым условиям, позволяет предсказать, каким станет параметр S через время t , но не дает возможности сказать, каким он был при отрицательных значениях времени, т.е. при $t < 0$. Направленность во времени уравнения (43) является следствием того, что поле, в котором происходит необратимый процесс, изображает поведение некоторого среднего свойства совокупности многих частиц. В противоположность этому скалярное волновое уравнение (см. ниже) и все уравнения, описывающие микроскопические (молекулярные, атомные и пр.) явления, симметричны относительно времени.

2. Уравнение параболического типа (43) предполагает бесконечно большую скорость распространения эффекта возмущения параметра S в какой-либо точке или области его поля. Если, например, сообщить некоторой точке неограниченного поля избыточное тепло, то в соответствии с уравнением (43) эффект термовозмущения мгновенно должен проявиться даже на бесконечном удалении от места возмущения. Физически такая ситуация недопустима.

Конечную скорость распространения возмущения (температуры, массы, вязкости, давления и т. д.) учитывает дифференциальное уравнение с частными производными гиперболического типа, называемое также волновым или телеграфным уравнением:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{k}{c^2} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = k \frac{\partial^2 S}{\partial x_i^2} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (44)$$

где c — скорость распространения возмущения.

Уравнение (44) отличается от параболического уравнения (43) наличием в нем дополнительного члена $\frac{k^2}{c^2} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2}$, который учитывает конечную скорость распространения возмущения. Решения уравнения (44) имеют очерченный фронт волны, перемещающийся с постоянной скоростью c . При $c \rightarrow \infty$ уравнение (44) переходит в уравнение параболического типа (43).

Анализ гиперболического уравнения (44) выполнен рядом исследователей применительно к процессам диффузии, теплопроводности [41, 43, 44] и напорной фильтрации [45]. Ими установлено, что при малых значениях времени t , прошедшего с начала процесса, решения уравнения (44) значительно отличаются от решения уравнения (43). При возрастании времени решения уравнения (43) асимптотически приближаются к решениям уравнения (44), а при выполнении соотношения $ct \gg R$ (где R — координата в направлении распространения возмущения) различие решений становится пренебрежимо малым. Последнее обстоятельство позволяет при исследовании региональных гидрогеологических процессов ограничиваться использованием более простого параболического уравнения, т. е. не учитывать конечную скорость распространения возмущения.

3. Решения параболического уравнения (43) обладают свойством выравнивания, определяющего характер изменения параметра при возраста-

нии времени: если значение параметра в какой-либо точке превышает среднеарифметическое из его значений в соседних точках, то это его значение со временем убывает, а если меньше, то возрастает. В самом деле, пусть для некоторого значения времени t величина $S(x, t)^*$ в точке x_0 больше среднего арифметического из значений $S(x_0 - \delta)$ и $S(x_0 + \delta)$ в близких симметричных точках. Тогда график зависимости S от x при рассматриваемом времени t выпуклый кверху, так как вблизи максимума S должно быть: $\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \Big|_t = \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} < 0$, т. е. кривизна $\frac{\partial^2 S}{\partial x^2}$ отрицательна. Но тогда в соответствии с уравнением (43) $\frac{\partial S}{\partial t} < 0$, т. е. S убывает во времени. Если $S(x_0, t)$ меньше среднего арифметического из значений S в близких симметричных точках, то график $S = f(x)$ выпуклый книзу, так как в этом случае кривизна $\frac{\partial^2 S}{\partial x^2}$ положительна. Соответственно $\frac{\partial S}{\partial t} > 0$, т. е. S во времени возрастает. И только в тех случаях, когда кривизна графика $S = f(x)$ всюду равна нулю, параметр S может быть независимым от времени.

Таким образом, очевидно, что с возрастанием времени зависимость S от t имеет тенденцию выравнивания либо до постоянной величины, либо до линейной зависимости, не сводящейся к постоянной величине. Выравнивание S при $t \rightarrow \infty$ до постоянной величины ведет к прекращению процесса, к замиранию потоков и к установлению термодинамически равновесного распределения S в системе. Выравнивание до линейной зависимости S от x при $t \rightarrow \infty$ означает, что процесс становится стационарным, потоки сохраняются, но становятся одинаковыми во всех точках и от времени не зависят (так же, как значения S).

Свойство выравнивания наглядно проявляется в структуре решений уравнения (43). В самом деле, общее решение этого уравнения всегда можно представить в виде суммы частных решений, каждое из которых является произведением двух функций, одна из которых зависит только от времени, а другая — только от координат. Изменение $S(x, t)$ в зависимости от времени характеризует функция вида $e^{-kn^2 t}$, где n — константа, определяемая из граничных условий. Наличие в решениях уравнения (43) этой функции обуславливает выравнивание параметра $S(x, t)$ во времени во всех точках системы. Выравнивание происходит по экспоненциальному закону. По физической сущности процессы выравнивания во времени представляют собой типичные релаксационные процессы. Именно так рассматриваются процессы выравнивания в термодинамике необратимых процессов.

МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА, ЗАВЕРШАЮЩЕГОСЯ РАВНОВЕСНЫМ И НЕРАВНОВЕСНЫМ СОСТОЯНИЯМИ

Процессы переноса массы, энергии и импульса — процессы выравнивания. Они исключительно широко развиты в бассейнах подземных вод и определяют формирование гидродинамической, гидрогеохимической и гидрогеотермической структур бассейнов. В простейших случаях математической их моделью является параболическое уравнение (43). Основываясь на

* Для простоты ограничимся рассмотрением одномерного процесса.

последнем, рассмотрим ход процессов выравнивания, а следовательно, и релаксации i -го параметра подземных вод, которым может быть концентрация растворенного вещества, температура, давление и пр.

Процессы переноса i -го параметра завершаются либо установлением постоянной величины i -го параметра во всех точках системы (стационарное равновесное ее состояние), либо установлением линейной зависимости величины i -го параметра от координаты в направлении переноса (стационарное неравновесное состояние). Чтобы выявить кинетические особенности процессов в этих случаях, необходимо рассмотреть две модели переноса. При рассмотрении последних для простоты ограничимся одномерными системами. Физическая картина процесса при этом не изменится.

Обозначим координату, в направлении которой совершается перенос i -го параметра, через x . Тогда вместо уравнения (43) будем иметь:

$$\frac{\partial S_i}{\partial t} = k_i \frac{\partial^2 S_i}{\partial x^2} \quad (45)$$

Уравнение (45) определяет внутренний механизм исследуемого процесса в системе. Условия взаимодействия последней с внешней средой, а они контролируют процессы переноса (и соответственно процессы релаксации) в системе, учитываются при решении уравнения (45) заданием граничных условий. Процессы переноса зависят также от предыстории системы, которая выражается через начальные условия. Последние задаются в форме уравнения, определяющего зависимость параметра S_i в момент времени $t=0$ от координат. Для решения уравнения (45) важное значение имеют геометрические и физические свойства системы: размеры и формы системы и физические ее константы. Учитывая это, примем для конкретности, что система представляет собой в математическом отношении неограниченную пластину, т. е. тело, минимальный размер которого совпадает с осью x и мал сравнительно с его размерами по осям y и z . В гидрогеологии очевидными аналогами такой пластины являются водоносные горизонт и комплекс, водоупорные пласт и толща, гидрогеологические формация и этаж. Далее примем, что кинетическая константа процесса k от координаты x и параметра S_i не зависит, а система изотропна и однородна.

Модели, рассматриваемые ниже, различаются не по внутреннему механизму процесса, начальным условиям и геометрическим или физическим особенностям системы, одинаковым в обеих моделях, а по граничным условиям.

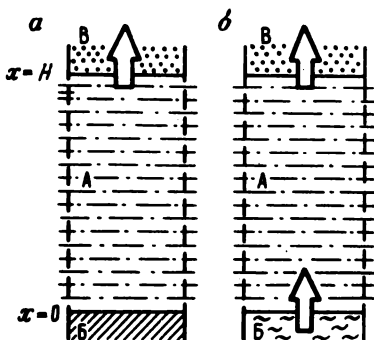
Первая модель. Система А мощностью H^* снизу граничит со средой Б, сверху — со средой В (рис. 3, а). Со средой Б система не взаимодействует: при $x=0$ поток S^{**} отсутствует: $\frac{\partial S(0, t)}{\partial x} = 0$. Среда В является стоком для параметра S . В этой среде величина S во времени не меняется: при $t \geq 0$ и $x > H$ $S = S_0 = \text{const}$. В момент времени $t=0$ величина параметра S во всей системе одинакова и равна S_0 . При значении

* Термин мощность используется здесь в геологическом смысле этого слова.

** Здесь и ниже подстрочный индекс i для простоты записи опускаем.

времени $t > 0$ параметр S может изменяться только в направлении x , поскольку у математической пластины $\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial z} = 0$.

Рис. 3. Две принципиальные модели переноса параметра в среде А (обозначения см. в тексте)



При сформулированных граничных и начальных условиях решение уравнения (45) представляет собой функцию:

$$\frac{S - S_0}{S_s - S_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\mu_n} (-1)^{n+1} \cos \mu_n \frac{x}{H} \exp(-\mu_n^2 \frac{kt}{H^2}), \quad (46)$$

где $\mu_n = (2n-1) \frac{\pi}{2}$, а $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$.

Функция описывает распределение в системе А параметра S в зависимости от координаты x и времени t , т. е. является математической моделью поля этого параметра.

Входящие в уравнение (46) величины $\frac{S - S_0}{S_s - S_0}$, $\frac{x}{H}$, $\frac{kt}{H^2}$ и числовые коэффициенты $\frac{2}{\mu_n} (-1)^{n+1}$ являются безразмерными и имеют следующий смысл:

$$\frac{S - S_0}{S_s - S_0} = \Theta - \text{относительная избыточная величина параметра } \hat{S};$$

x/H — относительная координата;

$$\frac{kt}{H^2} = Fo - \text{безразмерное время, называемое числом гомохронности Фурье};$$

$$\frac{2}{\mu_n} (-1)^{n+1} = A_n - \text{начальная амплитуда параметра.}$$

Решение (46) представляет собой сходящийся ряд — алгебраическую сумму косинусов с постепенно затухающими амплитудами. Последние определяются выражением $A_n \exp(-\mu_n^2 Fo)$ и убывают как с увеличением μ_n так и с течением времени. В самом деле, поскольку $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \dots$ представляют собой ряд возрастающих чисел, то чем больше μ , тем меньше роль последующего члена ряда по сравнению с предыдущим. С увеличением μ_n очень быстро уменьшается также экспоненциальная функция $\exp(-\mu_n^2 Fo)$. Например, при $Fo = 0,5$ функция $\exp(-\mu_1^2 \cdot 0,5) = 0,291$, а

функция $\exp(-\mu_2^2 \cdot 0,5) < 0,00004$. В общем случае члены ряда убывают тем быстрее при увеличении номера μ_n , чем больше величина критерия Fo .

Зависимость относительной величины параметра Θ от времени выражается экспоненциальной функцией $\exp(-\mu_n^2 \frac{kt}{H^2})$, входящей в решение (46). Для наглядности эта зависимость отражена на рис. 4, а и 5, а, где за масштаб времени принят критерий Fo . При $Fo = 0$ $\Theta = 1,0$, т.е. величина параметра постоянна и равна S_s при значениях x от нуля до H . При $Fo = \infty$ $\Theta = 0$, а $S = S_0$ при значениях x от нуля до H . При возрастании Fo от нуля до ∞ происходит постепенное снижение величины Θ от единицы до нуля, чему соответствует снижение величины параметра S в системе А от S_s до S_0 , т.е. выравнивание его значения до величины, свойственной среде В. Скорость процесса определяется коэффициентом пропорциональности k .

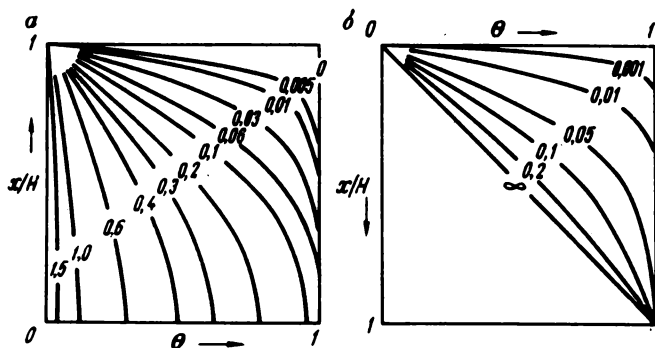


Рис. 4. Распределение относительной величины параметра Θ в пластине в зависимости от относительной координаты x/H и относительного времени Fo (числа в разрывах кривых):

а — эволюция системы к стационарному равновесному состоянию;
б — эволюция системы к стационарному неравновесному состоянию

Ход процесса во времени характеризуют кривые на рис. 5, а, вычисленные по уравнению (46) для значений x/H , равных 0, 1/2, 3/4 и 99/100. Экспоненциальный характер кривых определяет быстрый спад величины Θ в начальный период времени (Fo от нуля до $\sim 1,0$) и асимптотическое их приближение к нулевой линии при $Fo > 1,0$. Теоретически слияние кривых с нулевой линией происходит при $Fo = \infty$. Практически можно считать, что это слияние происходит при конечных и при этом малых значениях критерия Fo , так как ряд (46) — быстро сходящийся. Например, при величине $x/H = 1$ (подошва системы А) имеем:

$$\begin{aligned} Fo = 0 & \quad \Theta = 1,0000; \\ Fo = 1 & \quad \Theta = 0,1080; \\ Fo = 2 & \quad \Theta = 0,0092; \\ Fo = 3 & \quad \Theta = 0,0008; \\ Fo = 4 & \quad \Theta = 0,0001. \end{aligned}$$

Сравнивая относительное расположение кривых на рис. 5, *а*, видим, что возмущающее влияние стока *B* на поле параметра *S* в системе *A* распространяется в глубь системы с конечной скоростью. Эта закономерность особенно наглядно проявляется на рис. 4, *а*, на котором показана зависимость величины Θ от относительной координаты и относительного времени. Из рис. 4, *а* видно, что возмущающее влияние стока *B* начинает сказываться на глубине $x/H = 1/2$ при $Fo \geq 0,01$, а на глубине $x/H = 0$ при $Fo > 0,06$. Процесс выравнивания параметра *S* практически завершается при величине $Fo \approx 1, 5$.

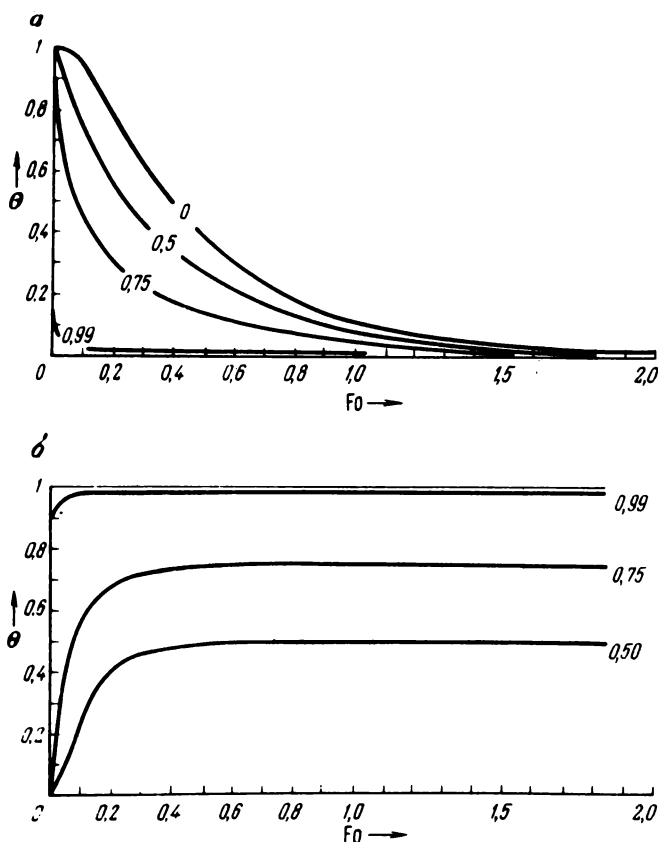


Рис. 5. Зависимость относительной величины параметра θ от относительного времени Fo :

a – эволюция системы к стационарному равновесному состоянию;

б – эволюция системы к стационарному не равновесному состоянию

Вторая модель. Система А мощностью H снизу граничит со средой Б, сверху — со средой В (см. рис. 3, б). Среда Б является источником, а среда В — стоком для параметра S . При всех значениях времени $t \geq 0$ параметр S в среде Б равен постоянной величине S_s , а в среде В — постоянной величине S_o , причем $S_s > S_o$. В системе А параметр S в начальный момент времени $t = 0$ равен S_s при значениях x от нуля до H . При $t > 0$ параметр S в системе А может изменяться только в направлении x , так как $\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial z} = 0$.

При сформулированных начальных и граничных условиях решение уравнения (45) представляет собой функцию

$$\Theta = \frac{x}{H} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2}{\mu_n} \sin(\mu_n \frac{H-x}{H}) \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (47)$$

где $\mu_n = n\pi$, а остальные величины имеют значения, указанные при рассмотрении первой модели.

Функция (47) описывает распределение в системе А параметра S в зависимости от координаты x и времени t , т. е. является математической моделью поля этого параметра. Зависимость Θ от времени характеризует функция $\exp(-\mu_n^2 Fo)$, от координаты — функция $\sin(\mu_n \frac{H-x}{H})$.

Первый член в правой части уравнения (47) — относительная координата, а второй член представляет собой быстро сходящийся ряд. При $Fo = 0$ величина Θ равна единице, а при $t = \infty$ Θ является линейной функцией координаты x : она уменьшается по прямой от 1 в точке $x = 0$ до 0 в точке $x = H$. При возрастании Fo от нуля до бесконечности происходит постепенное снижение величины Θ от единицы до совокупности значений, являющихся линейной функцией координаты x (см. рис. 4, б). Кинетику этого изменения в зависимости от безразмерного времени Fo характеризует рис. 5, б. На нем проведены кривые для значений x/H , равных 0; 0,50; 0,75 и 0,99. Очевидно очень быстрое установление во всех точках системы А стационарного, т. е. неизменного во времени, распределения параметра S . Процесс этот заканчивается при величинах Fo меньше 0,4, в то время как в первой модели медленное изменение S во времени наступает при значениях Fo не менее 1,0. Следовательно, эволюция системы в направлении установления в ней неравновесного стационарного состояния совершается значительно быстрее, чем в направлении установления в системе равновесного стационарного состояния. Вывод этот имеет принципиальное значение для природных макроскопических систем, так как их эволюция завершается, как правило, установлением стационарного неравновесного состояния. Эволюция многих параметров подземной гидросферы в ходе геологического времени сводится по существу к последовательной смене стационарных состояний, особенно, если эти параметры релаксируют относительно быстро.

При вычислении характерного времени релаксации τ на основании уравнений (46) и (47) примем во внимание, что ряды, в них входящие, быстро сходятся, и поэтому можно ограничиться только первым членом каждого ряда. Характерное время релаксации τ представляет собой среднее время,

необходимое для достижения стационарного состояния, и равно времени, как было сказано выше, за которое первый член ряда уменьшается в e раз. В этом случае экспоненциальный член в уравнениях (46) и (47) при $n=1$ должен быть равен:

$$\left| e^{-\frac{\pi^2}{4}Fo} \right| = e^{-1}.$$

Отсюда должно быть, если учесть, что $Fo = \frac{kt}{H^2}$

$$\tau = \frac{4}{\pi^2} \frac{H^2}{\kappa}. \quad (48)$$

Это соотношение тождественно соотношениям (39) и (40), причем $C = \frac{4}{\pi^2}$.

Подставляя соотношение (48) в равенство $Fo = \frac{kt}{H^2}$, получим, что при времени процесса t , равном характерному времени релаксации τ , величина $Fo = \frac{4}{\pi^2} = 0,405$.

Обращаясь к рис. 5, а и б, видим, что значению $Fo = 0,4$ соответствует вполне устойчивое неравновесное стационарное состояние системы (см. рис. 5, б) или значительно продвинувшееся развитие системы в равновесное состояние (см. рис. 5, а). Это означает, что характерное время релаксации является надежным показателем развития процессов во времени, особенно, если это развитие завершается установлением неравновесного стационарного состояния.

ИСТОРИКО-ГЕОЛОГИЧЕСКИЙ И РЕЛАКСАЦИОННЫЙ АСПЕКТЫ ИЗУЧЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ПОДЗЕМНОЙ ГИДРОСФЕРЫ

Подземная гидросфера на разных участках земной коры имеет различную историю, поскольку она непосредственно связана с геолого-историческим развитием литосферы, весьма дифференцированным в пространстве и времени. По этой причине исходным объектом исторического изучения должна быть не подземная гидросфера в целом, а отдельные однородные ее части, например более или менее обособленный бассейн подземных вод. Поэтому, говоря об эволюции подземной гидросферы, мы будем фактически иметь в виду эволюцию подземных вод в пределах такого бассейна.

Основные геологические запасы подземных вод приурочены к седиментационным бассейнам современных континентов и к донным осадкам современных морей и океанов. Аналогичная ситуация была, вероятно, свойственна и геологическому прошлому. Отсюда правомерно различать два основных этапа в эволюции подземной гидросферы: первый — субаквальный и второй — континентальный. На первом этапе формируются новые геологические запасы подземных вод одновременно и в связи с формированием водосодержащих донных отложений. Известно, что процессы эти в гео-

логическом времени неоднократно прерывались, чередуясь со стадиями второго этапа.

Для второго этапа, также прерывистого, характерно относительное постоянство геологических запасов подземных вод седиментационных бассейнов в каждую стадию континентального развития последних.

Уже в ходе первого этапа, на всех его стадиях, начинаются и прогрессивно развиваются процессы, которые составляют основное содержание эволюции подземных вод на втором этапе, а именно – процессы переноса энергии, массы, импульса и других физических параметров. Они локализованы сначала в пределах водосодержащих осадков, а затем в пределах водосодержащих формаций горных пород, т. е. реально представляют собой процессы внутрине.

В противоположность этому процессы, специфические для первого этапа, следует рассматривать как внешние, поскольку их влияние на внутренние процессы, например в периоды трансгрессий, ограничиваются в основном изменением граничных условий. Последнее может быть также следствием геолого-тектонического развития седиментационного бассейна, не сопровождающегося формированием новых геологических запасов подземных вод. Такое развитие может повлечь за собой изменение относительного положения областей питания, стока и разгрузки подземных вод.

Следовательно, эволюция подземных вод любого бассейна представляет собой результат одновременно протекающих внутренних и внешних процессов. Внутренние процессы изучаются на основе кинетических, или релаксационных, рассмотрений, внешние – на основе историко-геологических реконструкций. Без последних нельзя установить изменение граничных условий бассейнов подземных вод в ходе геологического времени. Именно к этому сводится основная задача целенаправленных геолого-тектонических и палеогеографических построений при изучении эволюции подземной гидросферы на втором этапе, ныне нередко называемых палеогидрогеологическими. Убедимся в этом на основе следующих кратких рассмотрений. Еще раз подчеркнем, что говорить об эволюции подземной гидросферы (или подземных вод седиментационного бассейна) как единого целого на континентальном этапе ее развития можно лишь условно из-за весьма значительного колебания времени релаксации физических параметров ее (см. ниже).

Наблюдаемая гидродинамическая структура седиментационного бассейна (точно она может быть охарактеризована полями пластовых давлений, плотности воды и скоростей фильтрации) представляет собой явление сложное, так как в одних частях бассейна она может быть целиком или частично следствием предшествующих этапов историко-геологического развития бассейна, а в других его частях – отражением современных граничных условий. Таким образом появляются в бассейне поля пластовых давлений, аномально высоких или аномально низких сравнительно с давлениями, отражающими граничные условия бассейна, непосредственно не связанные с

последними. На основе только палеогидрогеологических рассмотрений объяснить распределение пластовых давлений в бассейне, очевидно, невозможно.

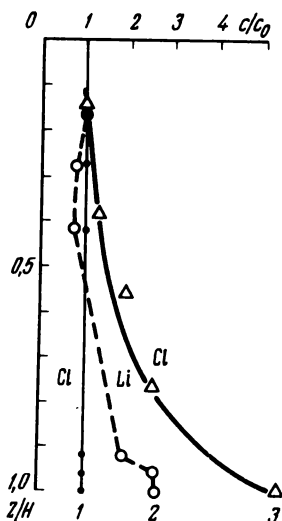
Геотемпературные поля седиментационных бассейнов в общем случае не связаны с историей последних. Это явление вторичное, наложенное. Поэтому историко-геологические реконструкции не могут играть значительную роль в объяснении и интерпретации таких полей. Однако в некоторых бассейнах, например в бассейнах криолитозоны, такие реконструкции необходимы, поскольку они дают возможность выявить смену граничных условий во времени.

Гидрогеохимические поля седиментационных бассейнов представляют собой явление многофакторное, которое нельзя, как правило, понять и объяснить только на основе историко-геологических рассмотрений. Убедемся в этом на следующих примерах, отметив при этом, что их число может быть безгранично увеличено.

В итоге многолетнего, начавшегося в 1968 г., глубоководного бурения в океанах и морях с борта американского исследовательского судна "Гломар Челленджер" накоплена обширная информация и, в частности, о химическом составе поровых вод донных осадков мощностью до 1000 м, геологический возраст которых варьирует от современного до юрского. Часть этой информации детально проанализирована в работе [1]. Здесь ограничимся для краткости рассмотрением распределения концентрации одного консервативного (хлоридные ионы) и одного неконсервативного (ионы лития) компонента состава поровых вод в зависимости от глубины (рис.6).

Рис. 6. Изменение с глубиной концентрации ионов хлора и лития в поровых водах донных глубоководных осадков Мексиканского залива по исследованиям судна "Гломар Челленджер":

Z — глубина ниже поверхности донных осадков; H — глубина скважины; C и C_0 — концентрация ионов в поровой и морской воде соответственно; 1, 2 — скв. 30 ($H = 419$ м при глубине моря в месте бурения 1218 м); 3 — скв. 92 ($H = 233$ м при глубине моря в месте бурения 2573 м)



Скважины 30 и 92 вскрывают глубоководные осадки, однозначно определяемые по комплексу признаков как осадки морских бассейнов с водой нормальной для них солености. Отметим очевидные закономерности в из-

менении концентрации указанных ионов с глубиной: 1) в осадках, вскрываемых скв. 30, концентрация хлоридных ионов от глубины не зависит и в точности соответствует хлорности морских бассейнов с нормальной соленостью; 2) в осадках, вскрываемых скв. 92, концентрация хлоридных ионов значительно (более чем в пять раз на глубине 233 м) превышает их концентрацию в нормальной морской воде и с глубиной возрастает по кривой экспоненциального вида — с 19,4 до 102,2 г/кг; 3) концентрация ионов лития повышается от 0,18 до 0,47 мг/кг по разрезу скв. 30 (до 0,90 мкг/кг по разрезу скв. 92) при постоянной хлорности поровых вод.

На основе только историко-геологического подхода можно объяснить распределение хлоридных ионов, характеризуемое кривой 1, но нельзя объяснить две другие кривые. Ссылка на диагенетические процессы здесь не поможет: в минеральной фазе нормальных морских осадков атомы хлора присутствуют в ничтожно малых количествах (следы) и не могут быть дополнительным источником их поступления в поровые воды. Повышенные концентрации ионов лития в поровых водах морских и океанических осадков вне участков развития галогенных формаций связаны с миоценовыми осадками [1]. Для наглядности на рис. 6–8 кривые или их части, которые не могут быть причинно интерпретированы только на историко-геологической основе, проведены жирной линией.

Вторым примером изберем пластовые воды седиментационного бассейна Канто на о. Хонсю (Япония). Для краткости рассмотрим распределение только хлоридных ионов в зависимости от глубины (рис. 7). Распределение

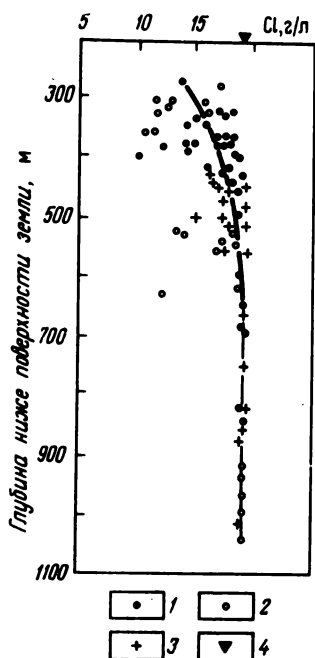


Рис. 7. Изменение с глубиной концентрации ионов хлора в пластовых водах месторождений растворенного газа в бассейне Канто (Япония).

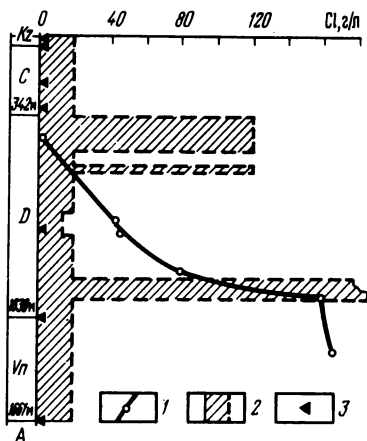
Месторождения газа: 1 — Мобара, 2 — Отаки, 3 — остальные; 4 — концентрация ионов хлора в морской воде

других ионов рассмотрено в работе [1]. Водовмещающие отложения бассейна представлены песчано-глинистыми терригенными образованиями миоценовых и плиоценовых морских бассейнов. Континентальная стадия развития бассейна Канто началась, вероятно, около 100 тыс. лет назад. Из рис. 7 следует, что на глубинах от 650 до 1050 м концентрация ионов хлора практически постоянна и равна их концентрации в нормальной морской воде, а на глубинах от 650 до 250 м она уменьшается снизу вверх по кривой выпуклого типа, хотя в этом интервале глубин литолого-фациальные характеристики разреза аналогичны нижнему интервалу. Геологическая история бассейна позволяет рассматривать хлоридные воды нижнего интервала глубин как седиментационные морские воды. Причины изменения хлорности вод в верхнем интервале глубин установить методами палеогидрогеологии нельзя из-за неизменности геологической обстановки формирования водосодержащих отложений, ныне залегающих на глубинах более 70–100 м.

В качестве третьего, и последнего, примера рассмотрим пластовые воды Московского артезианского бассейна (рис. 8) [46]. В этих водах концентрация хлоридных ионов возрастает сверху вниз, от подошвы зоны пресных

Рис. 8. Изменение с глубиной концентрации ионов хлора в пластовых водах Московского артезианского бассейна [46]:

1 — хлорность пластовых вод;
2 — эпюра вероятной наибольшей хлорности воды поверхностных водоемов;
3 — континентальные перерывы



вод до морских слоев, по вогнутой кривой. Ниже последних концентрация хлоридных ионов изменяется незначительно, немного увеличиваясь сверху вниз. На рис. 8 показана также вероятная соленость воды водоемов, в которых формировались водоносные формации. Вывод очевиден: распределение хлоридных ионов не соответствует литолого-фациальным особенностям разреза (исключением являются морские слои) и не может быть поэтому объяснено только на основе палеогидрогеологических построений.

На рис. 6–8 мы обнаруживаем, исключая кривую 1 на рис. 6, как общую для них закономерность: градиентное распределение концентрации хлоридных и других ионов в вертикальном разрезе водовмещающих отложений и непосредственно с ним связанное несоответствие концентрации этих ионов в водной фазе отложений литолого-фациальным особенностям последних.

Эмпирические данные показывают, что закономерность эта в той или иной степени свойственна всем седиментационным бассейнам земного шара [47]. Она не может быть понята и объяснена, за редкими исключениями, на основе представлений и понятий геологии и гидрогеологии.

В результате обобщения рассмотренных примеров можно сделать вывод о том, что историко-геологические, или палеогидрогеологические, реконструкции не позволяют, как правило, понять и объяснить наблюдаемые закономерности в структуре гидродинамических, гидрогеотермических и гидрогеохимических полей седиментационных бассейнов, но оказываются необходимыми и полезными как средство установления граничных условий на основных стадиях развития бассейнов.

Обратимся теперь к количественной оценке характерных времен релаксации основных физических параметров подземных вод: пластового давления, температуры, концентрации, скорости фильтрации.

ВРЕМЕНА РЕЛАКСАЦИИ ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОДЗЕМНОЙ ГИДРОСФЕРЫ

Пластовое давление. Из соотношения (33) легко получить очень важную для региональной гидрогеологии оценку порядка характерного времени релаксации пластового давления в изучаемой системе. Прежде чем сделать это, сопоставим порядок времени релаксации давления пластовой воды вследствие упругого режима ее фильтрации в однородной водопроницаемой среде с порядком времени релаксации этого давления в однородной водоупорной толще, лишенной начального градиента фильтрации [48]. Основываясь на уравнении (33), запишем для водонапорного горизонта и для водоупорной толщи:

$$\tau_I(p) \sim \frac{l_I^2}{\kappa_I}; \quad (49)$$

$$\tau_{II}(p) \sim \frac{l_{II}^2}{\kappa_{II}}; \quad (50)$$

где подстрочные индексы I и II указывают на принадлежность физической величины к водоносному горизонту и водоупорной толще соответственно.

При одних и тех же размерах области перераспределения давления в обоих водосодержащих комплексах ($l_I = l_{II}$) имеем:

$$\frac{\tau_I(p)}{\tau_{II}(p)} = \frac{\kappa_{II}}{\kappa_I}. \quad (51)$$

В общем случае коэффициент пьезопроводности κ имеет размерность $\text{см}^2\text{с}^{-1}$ и равен, по В.Н.Щелкачеву [33],

$$\kappa = \frac{\kappa_0}{\mu \beta}. \quad (52)$$

где κ_o — коэффициент проницаемости;

μ — вязкость;

β — коэффициент упругости.

Коэффициент упругости определяется зависимостью

$$\beta = m\beta_{\text{в}} + \beta_{\text{с}} \quad (53)$$

где m — коэффициент эффективной пористости;

$\beta_{\text{в}}$ — коэффициент объемной упругости воды;

$\beta_{\text{с}}$ — коэффициент объемной упругости пласта.

По имеющимся экспериментальным данным, коэффициент $\beta_{\text{в}}$ варьирует в пределах от 2,7 до 5,0 Па, составляя в среднем 4 Па. Коэффициент объемной упругости уплотненных водоносных пород колеблется в пределах от 0,3 до 2 Па, составляя в среднем ~ 1 Па. Для пород с эффективной пористостью $m = 0,2$ $\beta_I = 0,2 \cdot 4 + 1 = 1,8$ Па.

Сжимаемость глинистых пород превышает сжимаемость уплотненных скальных пород. Например, по данным компрессионного испытания хвалынских глин $\beta_{\text{с}} \approx 15$ Па [49]. Их эффективная пористость $m = 0,2$. Для этих глин имеем: $\beta_{II} = 0,2 \cdot 4 + 15 = 15,8$ Па.

Хвалынские глины оцениваются исследователями как практически водонепроницаемые. Следовательно, коэффициент проницаемости κ_{oII} у них должен быть значительно ниже 10^{-3} Д. Проницаемость водоносных пород примем равной $1-10$ Д.

Подставляя эти числа в соотношение (51) и учитывая зависимость (52), получим:

$$\frac{\tau_I(p)}{\tau_{II}(p)} = \frac{1-10}{1,8 \cdot 10^{-5}} \frac{1,6 \cdot 10^{-3}}{10^{-3}} \sim 10^3-10^5.$$

В рассматриваемом случае характерное время релаксации пластового давления за счет пьезопроводности в водоносном комплексе в десять-сто тысяч раз меньше времени его релаксации в слабопроницаемой толще глинистых пород.

Принятое соотношение проницаемостей и пьезопроводностей водонапорного и водоупорного комплексов соответствует часто наблюдаемому в седиментационных бассейнах. В самом деле, в уравнении (52) коэффициент упругости варьирует не более чем в десять раз, в то время как коэффициент проницаемости κ_o колеблется более чем в сто миллиардов раз [1]. Учитывая относительное постоянство β , можно положить

$$x = A \cdot \kappa_o,$$

где

$$A = \frac{1}{\mu\beta} \cong \text{const.}$$

Из уравнения (51) получаем приближенную зависимость

$$\frac{\tau_I(p)}{\tau_{II}(p)} \sim \frac{\kappa_{oII}}{\kappa_{oI}} \quad (54)$$

Следовательно, при равных геометрических размерах двух водосодержащих комплексов характерное время перераспределения пластового давления в них вследствие упругой релаксации зависит в основном от соотношения проницаемостей водосодержащих сред. В реальных бассейнах проницаемость водоносных отложений обычно на несколько порядков превышает проницаемость разделяющих их глинистых толщ. Это означает, что: 1) в начальный период формирования пластовых давлений, т.е. до установления стационарного их распределения в пределах данного пласта, региональные процессы перераспределения давления в глинистых толщах, ограничивающих пласт, не будут выражены совсем или будут выражены чрезвычайно слабо (подчеркнем, что этот вывод сделан без учета реально существующего в глинах начального градиента); 2) в последующем эти процессы должны быть единственными процессами спонтанного перераспределения давления в системе, если отсутствуют локальные зоны или очаги разгрузки пластовых вод (гидрогеологические окна). Однако в реальных бассейнах подземных вод, вероятно, во всех без исключения, имеются "гидрогеологические окна", представляющие собой либо зоны, либо очаги разгрузки пластовых вод, а иногда и те, и другие одновременно. Значение последних в релаксации давлений в общем случае оценить трудно, поскольку и зоны, и очаги в каждом бассейне имеют индивидуальные черты как в строении, так и в локализации по площади бассейнов. В одних бассейнах гидрогеологические окна на современной дневной поверхности не проявляются, но могут быть установлены в чехле бассейна по ряду объективных признаков, например по локальным аномалиям в распределении температуры и концентрации растворенных веществ. Гидрогеологические окна такого типа установлены, например, в пределах Волго-Уральской области А.И.Силиным-Бекчуриным [50], В.А.Кротовой [51] и М.И.Зайдельсоном [52].

В других бассейнах очаги дренирования пластовых вод имеют характерные внешние проявления. Ими могут быть источники минеральных и термальных вод (например, источники КМВ), грязевые вулканы Западно-Туркменского и других седиментационных бассейнов, ископаемые поля травертинов у подножия г. Машук, "серные бугры" в Каракумах и пр. Одним из ярких примеров бассейнов такого типа является Большой артезианский бассейн Австралии. Примечательной особенностью в общем равнинного его рельефа являются многочисленные группы округлых конусообразных холмов высотой от 3 до 39 м (рис.9). Они сложены в основном травертинами и массивными известняками, представляющими собой отложения глубоких пластовых вод. Последние выходили на поверхность в виде источников, действовавших до начала интенсивного использования подземных вод бассейна для водопоя скота, которое повлекло за собой значительное снижение статических уровней пластовых вод и образование региональных воронок депрессии. Локализация источников определяется расположением разрывных нарушений и сложным рельефом фундамента бассейна.

В табл.1 приведена количественная оценка (по порядку величины) времени релаксации пластового давления в водосодержащих комплексах различного литологического состава. Из таблицы следует, что в водоносных

Рис. 9. Большой артезианский бассейн Австралии [53]:

1—граница бассейна; 2—группы "насыпных источников"—очагов дренирования глубоких пластовых вод; 3—вероятные направления движения менее глубоких пластовых вод; 4—выходы на дневную поверхность кристаллических пород фундамента

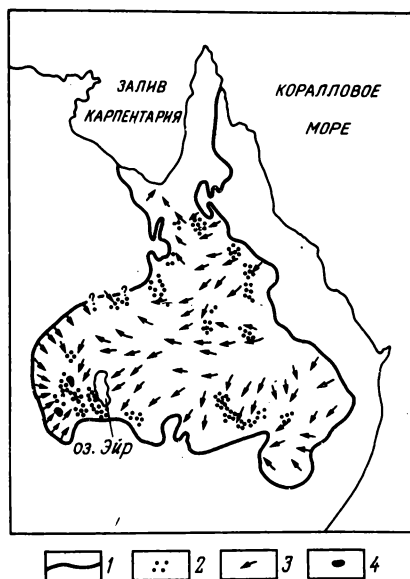


Таблица 1

Характерные времена релаксации пластового давления

Водовмещающие среды	Порядок величин		
	коэффициента пьезо-проводности, см ² ·с ⁻¹	характерного размера, м	характерного времени релаксации, лет
Песчаники и известняки	$10^4 - 10^5$	10^3 10^5 10^6	$10^{-2} - 10^{-3}$ $10^2 - 10^1$ $10^4 - 10^3$
Пески, галечники	10^3	10^3 10^5 10^6	10^{-1} 10^3 10^5
Алевриты	10^2	10^2 10^3 10^5	10^{-2} 10^0 10^4
Глинистые породы	10^0	10^2 10^3 10^5	10^0 10^2 10^6

горизонтах ($\alpha = 10^3\text{--}10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$) перераспределение пластовых давлений зависит от характерного размера и происходит за геологически очень короткое время: при линейных размерах l , измеряемых сотнями километров, характерное время релаксации составляет сотни или тысячи лет; при линейных размерах l , измеряемых тысячами километров, характерное время выравнивая составляет десятки и сотни тысяч лет. Это означает, в частности, что в пределах каждого водоносного горизонта распределение давления пластовых вод всегда должно быть близким к стационарному.

При величинах коэффициента пьезопроводности, свойственных слабопроницаемым отложениям ($\alpha \sim 1\text{--}10 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$), релаксация пластовых давлений за счет сквозьпластового молярного перетекания должна происходить за месяцы или годы при мощности отложений, исчисляемой десятками метров, и за десятки и сотни лет при мощности отложений в сотни метров. Гидрогеологические структуры, включающие водонапорные пластовые системы, существуют геологически длительное время (десятки и сотни тысяч лет, миллионы и десятки миллионов лет). Из-за относительной малости характерного времени релаксации распределение пластового давления в вертикальном разрезе каждой водонапорной системы должно в точности соответствовать гидромеханическому равновесию (рис.10,а). Однако во многих

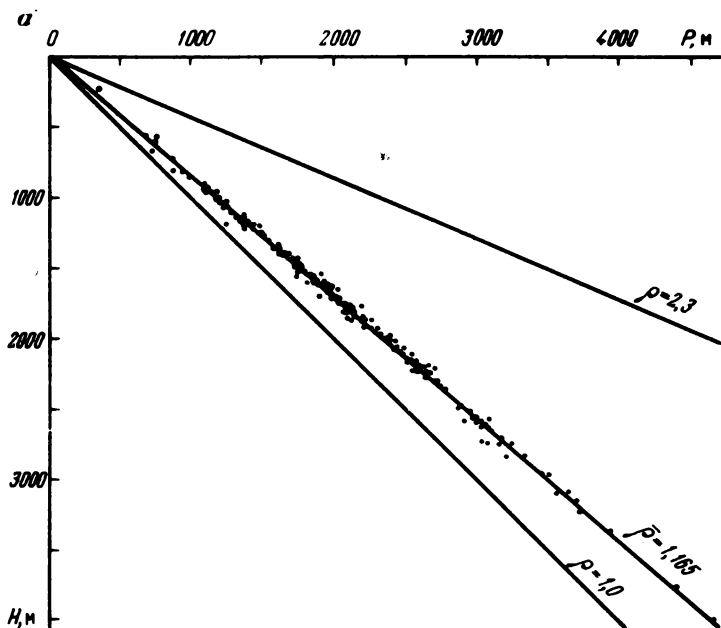


Рис. 10. Распределение давления пластовых вод седиментационных бассейнов в зависимости от глубины:

a — релаксированное к гидромеханически равновесному распределению пластовых вод со средней плотностью $\rho = 1,165$ (Волго-Уральская область, данные М. И. Зайдельсона);

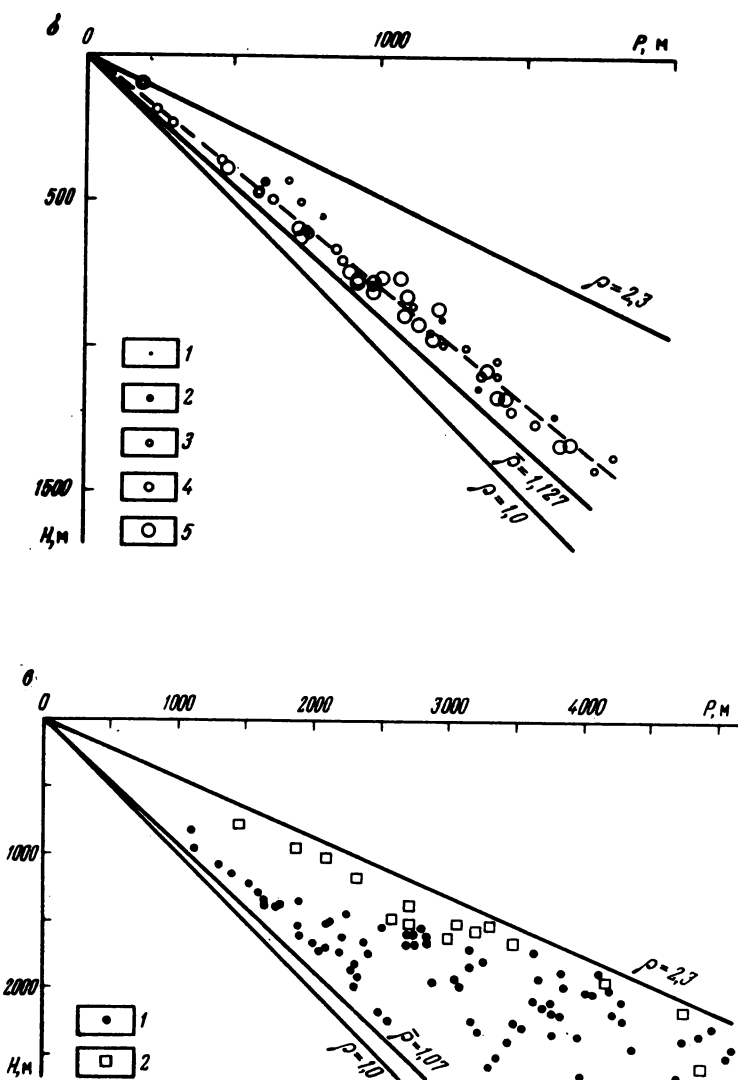


Рис. 10.

δ — квазирелаксированное в процессе геостатического уплотнения гидравлически проницаемых отложений (Западно-Туркменский бассейн, данные Р. И. Плотниковой); солёность воды (г/л): 1 — 50–100; 2 — 100–150; 3 — 150–200; 4 — 200–250; 5 — > 250;

ϵ — нерелаксированное в закрытых системах: 1 — бассейн Мексиканского залива; 2 — Иранский бассейн

бассейнах распределение давления во всем разрезе бассейна или в некоторой его части не соответствует гидромеханически равновесному (рис.10,б, в). Причины разные. В Западно-Туркменском бассейне происходит геостатическое уплотнение плиоценовых и четвертичных песчано-глинистых отложений, гидравлически проницаемых. В Иранском бассейне внутрисолевые рассолы третичных отложений находятся под влиянием геостатической нагрузки, не имея при этом возможности перетекать в другие горизонты из-за гидравлической непроницаемости каменной соли. Реально существуют все виды переходов между этими крайними ситуациями, на что указывает поле точек для Мексиканского залива. Анализ региональных данных показывает, что в общем случае перетекание пластовых вод через слои малопроницаемых пород представляется процессом маловероятным, на это указывает, в частности, наличие в артезианских бассейнах регионально распространённых самоизливающихся вод, т.е. вод с избыточным напором. Можно полагать, что пластовые воды таких бассейнов, представляющие собой в геосферическом плане термодинамически неравновесные системы, формируются и существуют как напорные воды вследствие резко выраженного различия времени релаксации пластовых давлений в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Справедливость последнего вывода можно подтвердить, приняв во внимание широкое распространение в седиментационных бассейнах глинистых формаций. Фильтрация через последние может, вероятно, происходить только при гидравлических градиентах, превышающих начальные градиенты фильтрации. Величина последних зависит от ряда факторов и может достигать нескольких десятков единиц. Такие значения гидравлических градиентов в седиментационных бассейнах не наблюдаются (обычно градиенты здесь не превышают единицы), поэтому вероятность региональных процессов перетекания при наличии глинистых формаций еще меньше. В тех бассейнах, где солёность и напоры воды возрастают с глубиной, фильтрация снизу вверх частично или полностью может быть уравновешена осмотическим движением воды сверху вниз. Это обстоятельство также уменьшает вероятность региональных процессов перетекания подземных вод.

Из соотношения (33) следует, что при жестком режиме фильтрации, т.е. при несжимаемых породах и воде, коэффициент преезопроводности $\alpha \rightarrow \infty$ [см. соотношение (52)], а характерное время релаксации $\tau(\rho) \rightarrow 0$. Это еще раз указывает на недостоверность упомянутых выше расчетов В.Ф.Линецкого [31].

Температура и концентрация. В табл.2 приведены характерные времена диффузионных процессов релаксации температуры и концентрации растворенного в подземных водах вещества. Времена релаксации температуры и концентрации различаются примерно в тысячу раз.

Оценим порядок характерного времени релаксации концентрации хлористого натрия (наиболее распространенного компонента химического состава минерализованных подземных вод) и температуры в свободной воде и в водонасыщенных пористых средах. По имеющимся экспериментальным данным, коэффициент диффузии хлористого натрия в свободной воде и в водо-

Таблица 2

Характерные времена релаксации температуры и концентрации

Физическая величина	Порядок величин		
	кинетического коэф- фициента, см ² /с	характерного разме- ра, м	характерного време- ни релаксации, лет
Температура	10 ⁻³	10 ² 10 ³ 10 ⁴	10 ⁴ 10 ⁶ 10 ⁸
Концентрация	10 ⁻⁶	10 ² 10 ³ 10 ⁴	10 ⁷ 10 ⁹ 10 ¹¹

насыщенных песках равен соответственно: $D_B = 1,1 \cdot 10^{-5}$ см²/с $D_n = 7 \cdot 10^{-6}$ см²/с. Коэффициент температуропроводности чистой воды $\alpha_B = 1,45 \cdot 10^{-3}$ см²/с, а водонасыщенных песков $\alpha_n = 4 \cdot 10^{-3}$ см²/с.

Из соотношения (41) следует:

для свободной воды

$$\frac{\tau(D)}{\tau(T)} \sim \frac{\alpha_B}{D_B} \sim \frac{1,45 \cdot 10^{-3}}{1,1 \cdot 10^{-5}} \sim 132,$$

для водонасыщенного песка

$$\frac{\tau(D)}{\tau(T)} \sim \frac{\alpha_n}{D_n} \sim \frac{4 \cdot 10^{-3}}{7 \cdot 10^{-5}} \sim 572.$$

Следовательно, в сравнимых геометрических условиях время релаксации концентрации диффузией в сотни раз превышает время релаксации температуры по механизму теплопроводности. Это означает, в частности, что время установления стационарных процессов молекулярного переноса тепла в сотни раз меньше времени установления стационарных процессов молекулярного переноса массы. По этой причине в седиментационных бассейнах нередко наблюдаются прямолинейные термограммы, в то время как прямолинейное изменение концентрации хлористого натрия с глубиной встречается очень редко.

Использование характерных времен релаксации концентрации и температуры для решения вопросов региональной гидрогеологии (на примере базальных подземных вод о.Оаху) продемонстрировано нами в работе [1]. Различие этих времен можно также использовать для решения вопроса о вероятности регионального сквозьпластового молярного перетекания подземных вод через слабопроницаемые толщи глинистых пород, разделяющие водоносные горизонты.

Скорость фильтрации. Скорость установления стационарного распределения скорости движения гравитационных подземных вод в пори-

стых средах можно оценить по порядку величины посредством соотношения (42). В качестве характерного размера можно взять гидравлический радиус поры, средний размер зерна пористой среды или величину, пропорциональную корню квадратному из проницаемости, выраженной в абсолютных единицах (см²). Примем $l \sim 10^{-2}$ см. Кинематическая вязкость подземных вод имеет величину порядка 1 см²·с⁻¹. Подставляя эти числа в соотношение (42), получаем порядок времени релаксации скорости $\tau^{(v)} \sim 10^{-4}$ с. Это означает, что при заданном гидравлическом градиенте стационарное распределение скорости в каждой поре устанавливается мгновенно (в случаях, когда фильтрация описывается законом Дарси).

Сопоставление данных табл.1 и 2 и только что полученной оценки $\tau^{(v)}$ выявляет исключительно широкое варьирование величин времени релаксации различных физических параметров подземных вод — от ничтожных долей секунды до сотен миллионов лет, а также зависимость от характерных размеров бассейнов подземных вод. Числа эти существенно завышены, так как характеризуют порядок времени релаксации параметра к термодинамически равновесному состоянию, реально не достижимому. Вместе с тем они правильно передают соотношения масштабов времени релаксации основных физических параметров подземной гидросферы. Из этих чисел однозначно следует, что релаксация подземной гидросферы — процесс многоступенчатый, так как разные ее физические параметры стремятся к равновесию с различной скоростью. Следовательно, релаксационную эволюцию подземной гидросферы охарактеризовать одним параметром нельзя. Для этого необходимо использовать спектр времени релаксации основных физических параметров подземной гидросферы. Следствие этого вывода: методы палеогидрогеологии, основанные на изучении только геологической формы движения материи (в этом заключается методологическая их специфика), не включают в себе возможностей (в любой их форме) изучать эволюцию собственно подземной гидросферы и, в частности, развитие во времени гидрогеохимических, гидрогеотермических и гидродинамических полей бассейнов подземных вод.

Очень широкое варьирование времени релаксации различных физических параметров подземных вод наводит на мысль о различной степени влияния граничных условий на релаксацию различных параметров, а следовательно, и на внутренние процессы переноса в подземной гидросфере. Очевидно, что пластовые давления из-за относительной малости времени их релаксации почти всегда будут близки к стационарным давлениям, определяемым граничными условиями бассейнов. В этом случае числа Деборы малы. Исключение составляют участки аномально высоких пластовых давлений, где коэффициенты пьезопроводности близки к нулю, а времена релаксации возрастают на порядки величин.

В противоположность пластовым давлениям относительно очень высокие значения времени релаксации концентрации растворенных в подземных водах веществ позволяют высказать предположение о сравнительно слабом влиянии изменчивости граничных условий на направление и кинетику внутренних релаксационных процессов в седиментационных бассейнах при больших числах Деборы. Рассмотрим конкретный пример. Пусть на толще **камен-**

ной соли В залегает толща водонасыщенных пород А мощностью $H = 1000$ м (см. рис.3,б). На границе между ними образуется насыщенный раствор хлористого натрия с концентрацией последнего, равной c_s . Если в водах толщи А концентрация хлористого натрия при значении $t = 0$ равна c_0 , причем $c_0 < c_s$, то хлористый натрий будет диффундировать снизу вверх. Примем коэффициент диффузии хлористого натрия в водной фазе толщи А равным $2 \cdot 10^{-6}$ см²/с (глинистые породы). Фронт диффундирующей соли достигнет верхней границы толщи А через время $t^{(D)} \sim 10$ млн.лет, а характерное время диффузионной релаксации будет равно $t^{(D)} \sim 100$ млн.лет. Если массоперенос через границу толщ А и В отсутствует, то за это время концентрация хлористого натрия в водах толщи А станет почти однородной и равной c_s . Аналогичные вычисления для температуры при тех же граничных условиях дают соответственно: $t^{(T)} \sim 10$ тыс.лет, $t^{(T)} \sim 100$ тыс.лет.

Очевидно, что процессы массо- и теплопереноса в водах толщи В при значениях времени $t < t^{(D)} = 10^6$ лет и $t < t^{(T)} = 10^4$ лет от условий на границе $Z = 1000$ м будут зависеть слабо, если при всех значениях $t \geq 0$ $c(H) < c_s$, а $T(H) < T(0)$.

После достижения фронтом диффундирующего тепла или массы верхней границы толщи В процессы тепло- и массопереноса в этой толще будут находиться под непосредственным влиянием граничных условий на уровне $Z = 1000$ м, постоянных или варьирующих во времени. В этом случае внутренние процессы в бассейнах подземных вод в той или иной степени будут зависеть от физико-географических обстановок, в которых они находятся. В ходе развития седиментационных бассейнов обстановки их нахождения существенно варьируют. Их реконструкция является задачей историко-геологической. Отсюда следует, что кинетический, или релаксационный, и историко-геологический, или палеогидрогеологический, аспекты изучения эволюции подземной гидросферы не только не являются конкурирующими, а, взаимно дополняя друг друга, представляют две стороны единого подхода к решению проблемы.

Анализ рассмотренных выше примеров (см. рис.6–8) на основе релаксационных методов сделан в работах [1,46,47] и здесь не повторяется.

**ГИДРОГЕОХИМИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ
РЕГИОНАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ПОДЗЕМНЫХ ВОД**

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что при математическом моделировании процессов переноса растворенных в подземных водах солей необходимо различать две крайние ситуации, между которыми реально могут быть всевозможные переходы.

1. Варьирование концентрации растворенных солей в подземных водах горизонта или комплекса столь значительно, что градиенты концентрации (а следовательно, и плотности) влекут за собой перераспределение (под действием геогравитационного поля) пластовых давлений и, как следствие, появление в подземных водах внутренних потоков, оказывающих воздействие на структуру региональных полей скорости фильтрации. В простейшем случае математическая модель, имитирующая процессы массопереноса, будет включать уравнения движения и уравнения конвективно-диффузионного массопереноса. Они представляют собой уравнения с частными производными второго порядка и с переменными коэффициентами. Совместное их решение выполнить практически нельзя из-за математических трудностей.

2. В подземных водах горизонта или комплекса варьирование концентрации растворенных веществ столь мало, что эффектами геогравитационного поля можно пренебречь: растворенные вещества не оказывают в этом случае воздействия на структуру региональных полей скорости фильтрации, сохраняя, однако, роль индикаторов, или трейсеров, региональной динамики подземных вод. Если скорость фильтрации не зависит от пространственных координат и времени, то можно получить решения уравнения конвективно-диффузионного массопереноса для ряда типичных краевых условий.

Совокупность полученных таким образом решений не является решением проблемы регионального движения подземных вод с варьирующей в пространстве плотностью, но может служить основой для выявления гидрогеохимических следствий движения пластовых вод в различных краевых условиях. Эти следствия могут быть полезными для понимания и объяснения особенностей регионального движения подземных вод в конкретных бассейнах и поэтому могут рассматриваться как гидрогеохимические критерии региональной динамики подземных вод.

Данная глава посвящена анализу уравнения конвективно-диффузионного массопереноса именно в этом направлении. Автору книги не известны опубликованные работы с таким содержанием, хотя близкие по постановке проблемы исследования проводились в связи с разработкой методов поисков рудных месторождений по гидрогеохимическим признакам [56,57], с захоронением промстоков в водоносных горизонтах и охраной подземных вод [58,59]. Однако различие природных обстановок процессов массопереноса

и времени их протекания в региональных и локальных системах, природных или техногенных, столь значительно, что результаты последних исследований, несомненно полезные при анализе региональных процессов, имеют все же ограниченное значение. Это следует прежде всего из различной значимости молекулярных процессов массопереноса в формировании региональных и локальных гидрогеохимических полей. Во многих журналах и книгах уделяется большое внимание аналитическому исследованию процессов массопереноса в различных краёвых условиях. Обзор таких работ не входит в задачу данной книги, тем более, что большая их часть не может быть использована практически. Некоторые работы использованы ниже, ссылки на них даются в соответствующем месте.

Использование гидрогеохимических признаков для интерпретации динамики подземных вод началось в связи с конкретными региональными исследованиями на основе эмпирических выводов и обобщений. Вершиной в этом направлении явились классические работы Н.К.Игнатовича, которому принадлежит, в частности, фундаментальное эмпирическое обобщение современной гидрогеологии о взаимной связи и обусловленности гидрогеохимической и гидродинамической структур бассейнов подземных вод. Идеи Н.К.Игнатовича получили дальнейшее развитие в трудах многочисленных отечественных исследователей. Во всех этих работах, эмпирических по своей сущности, не учитываются механизм и кинетика процессов массопереноса, вследствие чего соответствующие выводы имеют ограниченное значение, а нередко и противоречат реальной ситуации, как, например, представление об эксфильтрационных бассейнах [60].

Особое направление в изучении региональной динамики подземных вод образуют исследования в нефтегазоносных бассейнах, в основе которых лежат результаты аналитического изучения Хаббертом эмпирически выявленных закономерностей наклона поверхностей контакта воды и нефти или воды и газа. В этом направлении проводили исследования В.Н.Корценштейн, Ю.П.Гаттенбергер и др. Изучение в шестидесятых годах диффузионных ореолов вокруг месторождений нефти (А.И.Чистовский, В.П.Савченко и др.) привело к представлению о наличии "лобового" и "тылового" эффекта рассеяния вещества нефтегазовых залежей под влиянием гидродинамической активности подземных вод. Этот эффект используется некоторыми гидрогеологами как критерий региональной динамики подземных вод (Гаттенбергер и др.).

В последние два десятилетия стали использоваться природные изотопы подземных вод. Наибольшие успехи в этом направлении достигнуты на основе трития и радиоуглерода-14. Однако до настоящего времени этими исследованиями охвачены только пресные или слабоминерализованные воды, изучение динамики которых может выполняться на основе теории потенциальных полей. Следует отметить, что основные выводы по региональной динамике подземных вод, сделанные на основе радиоизотопных исследований, с одной стороны, и теории потенциальных полей – с другой, находятся в соответствии.

УРАВНЕНИЕ КОНВЕКТИВНО-ДИФфуЗИОННОГО МАССОПЕРЕНОСА

Одним из фундаментальных эмпирических законов, на которых базируется изучение процессов переноса и движения жидкостей, является закон сохранения массы: масса изолированной системы не изменяется при любых происходящих в ней процессах. Если m — масса системы, а t — время, то должно быть

$$dm/dt = 0.$$

В гидромеханике вместо массы m обычно рассматривают плотность ρ . Две эти величины связаны зависимостью

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV}$$

которая представляет собой определение плотности как локального параметра системы.

Масса системы, имеющей объем V , равна:

$$m = \int_V \rho dV,$$

где интегрирование производится по всему объему V . Если система однородная, то ее плотность ρ постоянна по всему объему V , а масса равна $m = \rho V$.

Применительно к движущимся жидкостям закон сохранения массы математически выражают посредством уравнения неразрывности, форма которого отражает подход исследователей к изучению движения жидкостей.

Реальная жидкость может состоять из частиц одного и того же вида (однокомпонентные жидкости) или же из частиц N видов — многокомпонентные жидкости [88]. В последнем случае частицы могут химически реагировать друг с другом или подвергаться ионизации.

В многокомпонентных жидкостях частицы разных видов могут двигаться с одинаковыми или разными скоростями. В первом случае скорости частиц совпадают со скоростью движения частиц в целом $\vec{u}$:

$$\vec{u}_1 = \vec{u}_2 = \dots = \vec{u}_n = \vec{u}.$$

Такого рода движение свойственно однокомпонентным и многокомпонентным жидкостям, в которых отсутствуют процессы диффузии.

Во втором случае скорости частиц разного вида различные

$$\vec{u}_1 \neq \vec{u}_2 \neq \dots \neq \vec{u}_N,$$

так что частицы i -го вида могут двигаться относительно частиц другого вида. Такие процессы представляют собой процессы с диффузией.

Классическая гидродинамика изучает движение однокомпонентных жидкостей, а при изучении движения многокомпонентных жидкостей пренебрегает эффектами, обусловленными диффузией. Последние учитываются физико-химической гидродинамикой [61] и теорией тепло- и массопереноса [62].

Уравнение неразрывности для однокомпонентных свободных жидкостей имеет форму

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = 0 \quad (55)$$

где ρ — плотность жидкости в элементе объема;

$\vec{u}$ — ее скорость в данной точке;

u_x, u_y, u_z — проекции скорости на координатные оси.

Уравнение (55) описывает скорость изменения плотности в фиксированной точке, возникающего вследствие изменения вектора массовой скорости $\rho \vec{u}$. Из уравнения (55) следует, что при неразрывном движении жидкости она не порождается и не исчезает; увеличение плотности жидкости в единицу времени внутри малого элемента объема, фиксированного в пространстве, равно общей скорости притока массы к элементу, деленной на его объем. Уравнение (55) справедливо при любом выборе фиксированного в пространстве объема dV , если только он находится целиком в жидкости. Чтобы удовлетворить последнему условию, в динамике подземных вод прибегают к предположению о совмещении в объеме двух взаимнопроникающих континуумов, жидкой и твердой фаз. Предположение влечет за собой использование вместо истинных характеристик жидкости фиктивных, или эффективных, величин (скорости фильтрации вместо скорости движения и пр.). Вследствие этого уравнение неразрывности для движения жидкости в пористых средах принимает вид

$$\frac{\partial n\rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (56)$$

где n — эффективная пористость;

$\vec{v}$ — скорость фильтрации.

Если пористая среда, в которой движется сжимаемая жидкость, не деформируется ($n = \text{const}$), то из уравнения (56) получим:

$$n \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0.$$

Уравнение неразрывности (55) принимает более простую форму при некоторых частных значениях плотности.

1. В несжимаемой жидкости плотность движущейся жидкости при изменении давления не меняется, т.е. $\rho = \text{const}$. Для этого случая из уравнения (55) следует, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= 0; \\ \operatorname{div}(\rho \vec{u}) &= \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0; \\ \operatorname{div} \vec{u} &= \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \end{aligned} \quad (57)$$

Соотношение (57) выражает относительное изменение объема, занимаемого единицей массы, в единицу времени. Оно означает, что при неразрыв-

ном движении несжимаемой жидкости объем ее, втекающий в некоторую ограниченную часть пространства, равен объему, вытекающему из него за это же время.

Равенство $\operatorname{div} \vec{u} = 0$ — это условие несжимаемости жидкостей, а соотношения $\operatorname{div} \vec{u} > 0$ и $\operatorname{div} \vec{u} < 0$ выполняются при расширении и сжатии жидкости соответственно.

2. Если жидкость однородная, то ее плотность может зависеть от времени t , но не зависит от координат x_i . В этом случае

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0. \quad (58)$$

Изменение плотности жидкости в фиксированном элементе ее объема равно по величине и противоположно по знаку относительной скорости изменения массы жидкости в единице объема.

3. При установившемся движении жидкости плотность ρ и скорость $\vec{u}$ во времени не варьируют, но могут зависеть от координат x_i . В этом случае $d\rho/dt = 0$ и

$$\operatorname{div}(\rho \vec{u}) = \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = 0 \quad (59)$$

т.е. относительная скорость объемного расширения всюду равна нулю или иначе поток массы одинаков во всех точках.

Уравнение (55) можно выразить через субстанциональную (полную) производную, которая характеризует скорость изменения субстанции S , например плотности ρ , в точке, движущейся вместе с жидкостью.

Субстанциональная производная для плотности равна:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \operatorname{grad} \rho. \quad (60)$$

По правилам векторной алгебры

$$\operatorname{div}(\rho \vec{u}) = \vec{u} \operatorname{grad} \rho + \rho \operatorname{div} \vec{u}$$

Поэтому уравнение (55) можно переписать в форме:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \operatorname{grad} \rho + \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0.$$

Учитывая (60), получаем:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0$$

или

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div} \vec{u} = 0. \quad (61)$$

Из (61) следует, что относительные скорости изменения плотности и объема жидкости в процессе движения последней равны по величине и противоположны по знаку. Различие между равносильными формами уравнений (55) и (60) особенно отчетливо выявляется при стационарном движении жидкости: в уравнении (55) в этом случае всегда $\partial \rho / \partial t = 0$, в уравнении

(60) dp/dt в общем случае не равно нулю, так как элемент жидкости в процессе своего движения может попадать в условия, где он расширяется ($\text{div } \vec{u} > 0$, $dp/dt < 0$) или сжимается ($\text{div } \vec{u} < 0$, $dp/dt > 0$).

Если жидкость несжимаема, то $dp/dt = 0$, и уравнение неразрывности приобретает уже известную форму

$$\text{div } \vec{u} = 0.$$

Это означает, что плотность жидкости в элементе, который движется вдоль линии тока, остается постоянной.

Для движения жидкостей с одновременно протекающими процессами диффузии характерно то, что баланс частиц в движущемся элементе жидкости зависит не только от конвективного, но и от молекулярного их переноса. Если $\vec{u}_i$ — скорость движения частиц i -го вида, а $\vec{u}$ — скорость движения смеси как целого, то уравнение неразрывности для частиц i -го вида запишется в виде [63]

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div}(\rho_i \vec{u}) = -\text{div } \vec{I}_i, \quad (62)$$

где $\vec{I}_i$ — вектор потока диффузии частиц i -го вида. Он равен

$$\vec{I}_i = \rho_i(\vec{u}_i - \vec{u}).$$

В уравнении (62) член $\text{div } \vec{I}_i$ характеризует количество частиц i -го вида, диффундирующих из элемента объема жидкости через единичную площадку поверхности раздела в единицу времени.

В жидкостях, состоящих из частиц N видов, частицы могут химически реагировать друг с другом или же подвергаться ионизации. Если эти процессы не происходят, то для частиц i -го вида справедливо уравнение неразрывности в виде

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div}(\rho_i \vec{u}) = 0, \quad (63)$$

где ρ_i — парциальная плотность частиц i -го вида; она равна:

$$\rho_i = \frac{m_i}{m},$$

где m_i и m — масса частиц i -го вида и всех частиц в элементе жидкости соответственно. Парциальная плотность частиц ρ_i равна массовой их концентрации c_i .

В результате химических реакций и ионизации число частиц i -го вида может изменяться. Пусть K_i — величина изменения массы i -ых частиц в единицу времени на единицу объема вследствие реакции или ионизации. Тогда уравнение неразрывности для частиц i -го вида следует записать в виде

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div}(\rho_i \vec{u}) = K_i. \quad (64)$$

В наиболее общем случае баланс массы частиц i -го вида в бесконечно малом объеме жидкости с учетом двух физически возможных механизмов поступления i -ых частиц в этот объем из-за его пределов (конвективного и диффузионного) и производства их внутри объема за счет химических реакций или ионизации описывает уравнение

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_i \vec{u}) = K_i - \operatorname{div} \vec{I}_i \quad (65)$$

или уравнение

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \operatorname{div}(c_i \vec{u}) = K_i - \operatorname{div} \vec{I}_i \quad (66)$$

где c_i — концентрация части i -го вещества, растворенного в воде.

В этих уравнениях конвективное поступление частиц i -го вещества характеризует член $\operatorname{div}(c_i \vec{u})$, где $c_i \vec{u}$ — массовая скорость, а диффузионное поступление — член $\operatorname{div} \vec{I}_i$, где $\vec{I}_i$ — молекулярный поток вещества; производство частиц внутри объема — член K_i .

Средняя плотность смеси частиц как целого должна при этом удовлетворять уравнению неразрывности (55).

До настоящего времени в некоторых работах [61] принимается, что в тех условиях, где бародиффузия и термодиффузия пренебрежимо малы*, молекулярный поток i -го вещества полностью определяется концентрационной его диффузией:

$$\vec{I}_i = -\operatorname{grad}(D_0 c_i), \quad (67)$$

так что уравнение должно иметь форму

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \operatorname{div}(c_i \vec{u}) = K_i + \operatorname{div} \operatorname{grad}(D_0 c_i), \quad (68)$$

где D_0 — коэффициент концентрационной диффузии i -ых частиц в свободной жидкости.

Для недеформируемых водонасыщенных пористых сред ($\partial n / \partial t = 0$) равносильной формой равенства (68) является уравнение

$$n \frac{\partial c_i}{\partial t} + \operatorname{div}(c_i \vec{v}) = K_i + \operatorname{div} \operatorname{grad}(D_i c_i), \quad (69)$$

где скорость фильтрации $\vec{v} = n \vec{u}$, а D_i — коэффициент концентрационной диффузии ($D \approx n D_0$).

Однако первая же экспериментальная проверка этого уравнения [64] показала, что его решения не точно описывают процессы конвективно-диффузионного массопереноса в пористых средах. Последующие экспериментальные и теоретические исследования показали, что в уравнении (69) кинетический коэффициент D_i фактически определяется соотношением вида

$$D_i = D_k = D + \alpha v \beta, \quad (70)$$

* В подземных водах перенос по механизму термо- и бародиффузии мал сравнительно с переносом по механизму концентрационной диффузии и им, как правило, можно пренебречь [47].

где D – коэффициент концентрационной диффузии в водной фазе пористых сред;

α и β – параметры, характеризующие геометрию порового пространства (размер частиц, их форму, степень сортировки);

v – средняя скорость движения подземных вод.

Параметр β почти всегда близок к единице, а параметр α варьирует в довольно широких пределах.

Из соотношения (70) следует, что коэффициент D_K , характеризующий скорость выравнивания концентрации в движущейся жидкости, представляет собой сумму двух членов, первый из которых (D) характеризует кинетику молекулярно-диффузионного выравнивания концентрации i -го вещества в неподвижной водной фазе горных пород, т.е. при $\vec{v} = 0$, а второй ($\alpha \vec{v} \beta$) определяется локальными свойствами поля скоростей фильтрации и геометрией пористой среды. Появление этого члена обусловлено отклонениями локальных скоростей частиц водной фазы от средней их скорости вследствие сложной структуры поровых каналов, совокупность которых образует случайное векторное поле в трехмерном пространстве [56].

Детальное обсуждение физической природы процессов, кинетику которых характеризует коэффициент D_K , а также экспериментально установленные значения последнего, в зависимости от скорости фильтрации, содержится в работе [47]. Обычно экспериментальное определение D_K проводится в однородных изотропных пористых средах в условиях, когда величина D_K практически не зависит от градиента концентрации i -го вещества. В этом случае коэффициент D_K представляет собой скалярный множитель и его можно вынести за знак оператора Лапласа:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \operatorname{div}(c_i \vec{u}) = K_i + D_K \nabla^2 c_i, \quad (71)$$

где $\nabla^2 c_i = \operatorname{div} \operatorname{grad} c_i$ – оператор Лапласа.

В уравнении (71) коэффициент D_K называют коэффициентом гидродинамической дисперсии, коэффициентом конвективной диффузии и коэффициентом фильтрационной диффузии.

Эксперименты показывают, что в процессе конвективной диффузии происходит рассеяние вещества как в направлении фильтрации водной фазы, так и в поперечных к нему направлениях. Учитывая свойство аддитивности линейных функций, можно различать коэффициент гидродинамической дисперсии в направлении фильтрации D_L , который называют коэффициентом продольной конвективной диффузии, и коэффициент гидродинамической дисперсии в поперечном направлении D_T , который называют коэффициентом поперечной конвективной диффузии.

Поскольку кинетика массопереноса в водной фазе, движущейся в пористой среде, определяется двумя разными механизмами – конвективным переносом, с одной стороны, и конвективно-диффузионным переносом (концентрационной диффузией и механической дисперсией частиц) – с другой, – возникает вопрос об относительном значении того или другого механизма в процессах массопереноса в подземной гидросфере.

Обсуждение этого вопроса может быть сделано в основном по данным экспериментальных исследований. Обобщение соответствующих работ, вышедших в свет до 1965 г., содержится в работе [47]. Более поздние данные учтены в обобщающей работе Дж.Дж.Фрида и М.А.Комбарноса [65]. Выводы той и другой работы по поставленному выше вопросу вполне совпадают. Поэтому приведем только обобщающие графики из работы [65]. Отметим, что в отличие от работы [47] эти графики отражают зависимость D_L и D_T не от скорости фильтрации, а от критерия конвективно-диффузионного массопереноса Pe , называемого критерием или числом Пекле (рис.11, 12 и 13). Выясним смысл этого критерия.

В 1883 г. английский инженер и ученый О.Рейнольдс, изучая течение жидкостей в трубах, установил, что в подобных геометрических условиях течения жидкостей механически подобны, т.е. имеют геометрически подобные картины линий тока, если у этих течений комплексы чисел $\frac{\rho u d}{\mu}$ одинаковы:

$$\left(\frac{\rho u d}{\mu} \right)_{\text{модель}} = \left(\frac{\rho u d}{\mu} \right)_{\text{прототип}}.$$

Здесь ρ – плотность жидкости;

u – ее средняя скорость;

μ – динамическая вязкость;

d – характерный размер трубы.

Приведенное равенство называют законом подобия Рейнольдса. Закон этот положил начало широкому и плодотворному использованию в науке и технике различных критериев подобия, а также созданию теории подобия (см., например, работу [66]). Совокупность физических величин, входящих в каждый критерий подобия, устанавливают на основе математической модели изучаемого процесса, а когда это невозможно, на основе анализа размерностей. Такой анализ основан на том принципе, что все физические законы всегда можно выразить в виде, не зависящем от выбранной системы единиц. Анализ размерностей был использован в главе I при определении характерных времен релаксации. Следует отметить, что математический аппарат теории подобия и анализа размерностей очень прост. Однако формальное его использование – без предварительного изучения физических идей, которые лежат в основе методов и воплощаются в их аппарате, – может повлечь за собой существенные или даже грубые ошибки. Примерами именно такого использования теории подобия в гидрогеологии, точнее одного из критериев подобия – числа Пекле, являются работы [67] и [68].

В 1921 г. немецкий ученый Г.Гребер [69] предложил присваивать имена выдающихся ученых безразмерным критериям подобия. Им, в частности, было предложено именовать критерием, или числом Рейнольдса Re – комплекс чисел $\frac{UL}{\nu}$ и критерием, или числом Пекле* Pe – комплекс чисел $\frac{UL}{\alpha}$:

$$Re \equiv \frac{UL}{\nu} \quad (72)$$

*Пекле (J. C. E. Peclet, 1793 – 1857) – французский физик, автор известных в свое время трактатов о теплоте.

Рис. 11. Зависимость продольной гидродинамической дисперсии от величины числа Пекле [65]

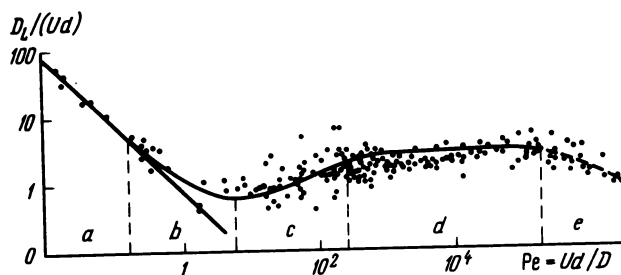
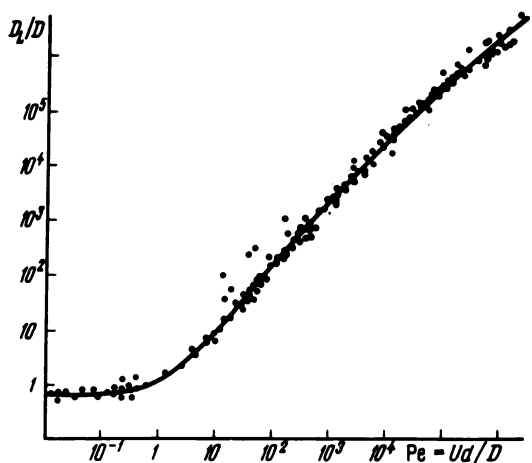
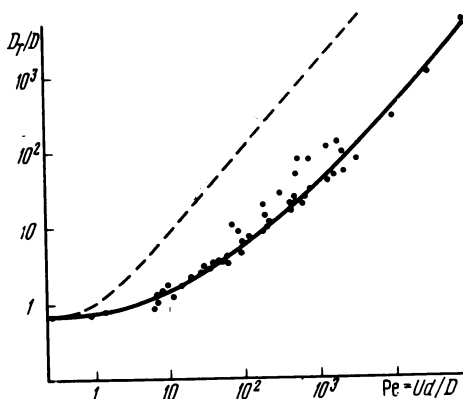


Рис. 12. Режимы продольной гидродинамической дисперсии в однородных пористых средах [65]

Рис. 13. Зависимость поперечной гидродинамической дисперсии от величины числа Пекле [65]

Точки — экспериментальные данные; пунктир — линия регрессии по рис. 11 (продольная дисперсия)



$$Pe \equiv \frac{UL}{\alpha} . \quad (73)$$

В тождествах (72) и (73) U — характерная скорость течения, L — характерный размер, ν — кинематическая вязкость, α — коэффициент температуропроводности.

По своей структуре число Рейнольдса представляет собой отношение силы инерции при движении жидкости (числитель) и силы трения (знаменатель). По абсолютной величине этого числа можно сделать вывод об относительном влиянии той или другой силы на режим течения в каждом конкретном случае при условии, что процесс течения определяется только силами трения и силами инерции. При малых числах Рейнольдса силы инерции будут иметь второстепенное, а в некоторых случаях даже пренебрежимо малое значение сравнительно с силами трения. При больших числах Рейнольдса картина будет обратной. Какие значения числа Рейнольдса можно назвать малыми или большими? Однозначного ответа на этот вопрос для всех видов течения дать нельзя, ибо для течения в трубах и пористых средах будут свои диапазоны варьирования числа Рейнольдса. Определение этих диапазонов производится на основе экспериментальных исследований, проводимых на моделях, которые позволяют выполнить все требования теории подобия и получить данные, представительные для данного класса задач гидродинамики, например для одномерного течения в однородных пористых средах при данной величине зерен, слагающих эти среды.

Число Пекле, если судить по его структуре, позволяет оценить относительную роль процессов молярного, или конвективного, и молекулярного, или диффузионного, переноса тепла жидкостями. Соответствующие выводы можно сделать по величине числа Пекле. Если в исследуемой системе число Пекле мало, то преобладают процессы молекулярного переноса, если велико — то процессы конвективного переноса. Решение вопроса о том, следует ли считать число Пекле большим или малым, зависит от краевых условий изучаемого процесса: переносимой субстанции (теплота, вещество), геометрических и физических характеристик среды, режима процесса и пр.

Исходя из общности уравнений тепло- и массопереноса и опытных данных, число Пекле используют не только для анализа процессов теплопереноса, но и массопереноса. Как было сказано выше, существуют два способа определения его структуры. Первый из них основан на уравнении массопереноса (71), которое можно переписать в виде [47].

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = D_K \left(\frac{\partial^2 c_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_i}{\partial z^2} \right) - \left(u_x \frac{\partial c_i}{\partial x} + u_y \frac{\partial c_i}{\partial y} + u_z \frac{\partial c_i}{\partial z} \right). \quad (74)$$

Если процесс стационарный ($\partial c_i / \partial t = 0$), то, опуская для простоты индекс i , получим:

$$D_K \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) = u_x \frac{\partial c}{\partial x} + u_y \frac{\partial c}{\partial y} + u_z \frac{\partial c}{\partial z} . \quad (75)$$

Если в это уравнение ввести безразмерные компоненты скорости

$$\bar{u}_x = \frac{u}{L}, \quad \bar{u}_y = \frac{u}{L}, \quad \bar{u}_z = \frac{u}{L},$$

безразмерные координаты

$$\bar{x} = \frac{x}{L}, \quad \bar{y} = \frac{y}{L}, \quad \bar{z} = \frac{z}{L}$$

и безразмерную концентрацию

$$\bar{c} = \frac{c}{c_0},$$

то оно приобретает форму [61]

$$\bar{u}_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{x}} + \bar{u}_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{y}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{z}} = \frac{D_K}{uL} \left(\frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial \bar{z}^2} \right), \quad (76)$$

где L — характерный размер;

u — характерная скорость движения потока;

c_0 — постоянная концентрация в ядре потока.

Безразмерный комплекс

$$\frac{uL}{D_K} \equiv \text{Pe}^t \quad (77)$$

нередко называют числом Пекле [61].

Обращаясь к уравнениям (70) и (71), устанавливаем, что в уравнении (77) кинетический коэффициент D_K представляет собой не коэффициент молекулярной диффузии, а коэффициент конвективной диффузии, числовая величина которого зависит от скорости фильтрации (см. уравнение 70). Следовательно, комплекс Pe^t , определяемый соотношением (77), не может быть использован для оценки относительной эффективности конвективного и молекулярного переноса вещества. В химической технологии безразмерный комплекс Pe^t называют, чтобы не смешивать его с истинным числом Пекле (Pe), критерием Боденштейна и обозначают символом Bo [70].

Критерий Боденштейна Bo характеризует продольное перемешивание вещества в диффузионной модели химико-технологических аппаратов. По числовому значению этого параметра можно судить о структуре потока, определяя количественно ее отклонения от идеального вытеснения, при котором все частицы жидкости должны двигаться параллельно друг другу с одинаковыми скоростями, не обгоняя основную массу потока и не отставая от нее. Поток движется аналогично твердому поршню и поэтому называется поршневым, а соответствующие аппараты — аппаратами идеального вытеснения. Реально такие потоки не существуют. Противоположной, также идеализированной моделью процессов продольного перемешивания в аппаратах является модель идеального смешения. Если в жидкость, непрерывно входящую в аппарат, в какой-то момент времени ввести мгновенно какое-либо вещество, например красящее, то в аппаратах идеального смешения она должна равномерно и при этом мгновенно окрасить всю жидкость. Идеальному вытеснению соответствует число $\text{Bo} = \infty$, а идеальному сме-

шению $Bo = 0$. Реальным процессам соответствуют конечные значения числа Bo .

Поскольку в движущейся жидкости ($v > 0$) всегда $D_k > D$, так как $D_k = f(v)$, то на основе уравнения (75) нельзя получить число Пекле в виде комплекса

$$Pe = \frac{uL}{D}, \quad (78)$$

где D — коэффициент молекулярной диффузии в водной фазе пористых сред.

Критерий Pe , определяемый соотношением (78), выражает меру отношения массы вещества, переносимой конвективным потоком и молекулярной диффузией, в сходственных точках подобных систем, т.е. является локальным критерием подобия.

Критерий Пекле в формуле (78) можно получить на основе анализа размерностей или комбинированием других критериев подобия. Изберем второй путь.

В теории подобия имеется соотношение

$$Pe = Re \, Pr, \quad (79)$$

где Re — число Рейнольдса, Pr — число Прандтля.

Число Рейнольдса выражается соотношением (72), а число Прандтля — соотношением

$$Pr = \frac{\nu}{D_0}, \quad (80)$$

где ν — кинематическая вязкость;

D_0 — коэффициент молекулярной диффузии.

Подставляя (72) и (80) в соотношение (79), имеем:

$$Pe = \frac{uL}{\nu} \frac{\nu}{D_0} = \frac{uL}{D_0}, \quad (81)$$

т.е. нужное нам определение числа Пекле (для свободной жидкости).

Какие величины следует принимать в качестве характерных скорости u и длины L ?

В соотношении (81) скорость u и длина L появились в результате подстановки в соотношение (79) вместо символа Re комплекса определяющих его физических констант. При определении числа Рейнольдса для течений в пористых средах в качестве характерной скорости всегда принимают истинную скорость движения подземных вод. Правомерность такого выбора очевидна и доказательства не требует.

В качестве характерной длины L можно принять любой линейный размер, удовлетворяющий требованиям теории подобия. Например, при изучении течений в трубах в качестве характерного размера нельзя принять длину трубы, так как последняя не оказывает влияния на распределение скорости или давления в потоке жидкости, движущейся в трубе. Анализ уравнения движения Наье-Стокса, приведенного к безразмерной форме, показывает, что характерный размер L должен выбираться таким, чтобы

безразмерная величина du/dx в рассматриваемой области течения не превышала по порядку величины единицу [35]. Экспериментально установлено, что для течений в трубах этому требованию оптимально соответствует какой-либо размер живого сечения трубы, например гидравлический радиус, а для течений в пористых средах — эффективный диаметр частиц или величина $L \approx \sqrt{\kappa_0}$, где κ_0 — проницаемость.

Сказанным однозначно определяется и линейный размер, входящий в комплекс (81). В нем L — эффективный диаметр частиц или величина $\approx \sqrt{\kappa_0}$.

В работе [67] содержится утверждение, что в качестве характерного размера может приниматься только линейный размер пласта в направлении фильтрации l . Это означает, что в тождественных по всем показателям пористых средах, кроме длины l , при одних и тех же числовых значениях скорости движения u и коэффициента диффузии D величина критерия Pe будет изменяться прямо пропорционально длине l .

Очевидно, что в таком случае критерий Пекле теряет всякий физический смысл, не говоря уже о его основном значении как критерия подобия.

В работе [68] характерный размер определяется из соотношения $L = \sqrt{Dt}$, где t — время с начала диффузионного процесса. При этом ее автор исходит из указания В.Г. Левича [61], что в качестве характерного размера L можно принимать расстояние, на котором происходит основное изменение концентрации, забывая, что указание это относится только к пограничному слою, толщина которого имеет величину порядка $10^{-2} - 10^{-4}$ см и для данного течения является величиной постоянной. Три ошибки совершаются при таком определении L : 1) за L принимается величина, зависящая от времени; 2) не принимается во внимание физика процессов конвективной диффузии, вследствие чего сопоставляются несопоставимые величины; 3) не принимается во внимание, что Pe — критерий подобия, т.е. величина, которая может и должна быть экспериментально моделируемой величиной. Не случайно поэтому все экспериментаторы используют критерий Пекле в форме комплексов

$$Pe \equiv \frac{u d_{50}}{D} \quad (82)$$

или

$$Pe \equiv \frac{u \kappa_0}{D}, \quad (83)$$

где d_{50} — средний диаметр частиц;
 κ_0 — проницаемость пористой среды.

При любом другом значении характерного размера L моделирование становится физически невозможным.

Дополнительно отметим, что появление в каком-либо уравнении комплекса физических величин, имеющих в совокупности структуру числа Пекле, не означает, что этот комплекс имеет смысл критерия подобия. Он приобретает этот смысл только в том случае, если одновременно выполняются следующие требования: 1) уравнения, описывающие процессы, должны быть тождественными; 2) условия однозначности должны быть подобными; 3) все величины, входящие в критерий подобия, должны быть извест-

ны по условию (66). Обычно эти требования не принимаются во внимание, и критерием Пекле называют любой комплекс физических величин, имеющих структуру числа Пекле.

После этих предварительных замечаний обратимся к анализу информации, приведенной на рис. 11–13. Отметим, что все эксперименты проводились на однородных и неконсолидированных пористых средах*, моделирующих одномерный процесс массопереноса, продольный или поперечный. В качестве характерного размера принят средний диаметр частиц d , а D_0 – коэффициент молекулярной диффузии в свободных жидкостях.

Из рис. 11 и 12 следует, что можно достаточно обоснованно различать пять режимов конвективной диффузии, исходя из относительной роли конвективного и диффузионного переноса [65, 70, 71].

Режим *a* соответствует значениям числа $Pe < 0,4$. Преобладает перенос по механизму молекулярной диффузии, поэтому $D_L/D_0 = f(Pe) = \text{const}$. При этом режиме время переноса в каждой поре t должно быть равно или больше времени t_0 , которое необходимо для того, чтобы молекулярная диффузия воздействовала на массоперенос в продольном направлении:

$$t_0 \sim d^2/2D_0.$$

Режим *b* соответствует значениям числа Pe от $\sim 0,4$ до ~ 5 . Эффекты молекулярного и конвективного переноса соизмеримы.

Режим *c* соответствует значениям числа Pe от ~ 5 до ~ 250 . Основным является перенос по конвективному механизму (механическая дисперсия), на который накладывается перенос по механизму молекулярной диффузии в поперечном к конвективному переносу направлении. В этом случае $t_f < t \leq t_0$, где $t_f = R^2/8D_0$, а R – радиус поры. По экспериментальным данным достаточным приближением является соотношение

$$D_L/D_0 = \alpha Pe^m,$$

где $\alpha \approx 0,5$, $1 < m < 1,2$.

Режим *d* соответствует значениям числа $Pe > 250$. Преобладает перенос по конвективному механизму. Перенос по механизму молекулярной диффузии пренебрежимо мал. Справедливо соотношение $D_L/D_0 = \beta Pe$, где $\beta = 1,8$.

Режим *e* соответствует зоне чисто конвективного переноса в условиях, когда закон Дарси теряет свою силу. Вязкостные силы малы сравнительно с инерционными. Турбулентность течения эквивалентна роли поперечной молекулярной диффузии в случае режима *c*.

На рис. 13 показана зависимость коэффициента поперечной конвективной диффузии, точнее отношения D_T/D_0 , от числа $Pe = \frac{u d_{50}}{D_0}$, где D_0 – коэффициент молекулярной диффузии в свободных жидкостях. Для сравнения на график нанесена линия (пунктир), осредняющая экспериментальные точки на рис. 11. По кривой (рис. 13) можно выделить четыре режима конвективной диффузии (*a, b, c, d*), аналогичные вышеперечисленным. Это указывает на принципиальную общность механизмов продольной и поперечной

* Имеется небольшое число экспериментальных данных, характеризующих гидродинамическую дисперсию в консолидированных средах. Данные совпадают с соответствующими данными для неконсолидированных пористых сред.

дисперсии. Однако поперечная дисперсия почти на порядок величины меньше продольной при одних и тех же значениях числа Pe , при одних и тех же скоростях фильтрации [47].

В глубоких водоносных горизонтах и комплексах истинная скорость внутрисластового движения подземных вод всегда значительно ниже 10^{-4} см/с, а междупластового (перетекание), если оно вообще возможно, ниже 10^{-6} см/с. Это означает, что внутрисластовым течениям соответствуют значения числа $Pe < 1$, а междупластовым — значения $Pe < 10^{-2}$. Таким образом, массоперенос при внутрисластовых течениях должен протекать в соответствии с режимами α и β , в исключительном случае — по режиму γ , а при междупластовых течениях — по режиму α . Натурные данные по распределению концентрации консервативных и неконсервативных компонентов химического состава подземных вод в вертикальном разрезе седиментационных бассейнов полностью соответствует последнему выводу [1].

Каковы общие закономерности распределения концентрации переносимого вещества в направлении его переноса, возникающие при различных соотношениях конвективного и диффузионного потоков? Чтобы ответить на этот вопрос, проанализируем уравнение конвективно-диффузионного массопереноса (71). Вначале предположим, что растворенные в подземных водах вещества не реагируют между собой и с твердой фазой, т.е. являются консервативными компонентами подземных вод. Это означает, что в уравнении (71) член $K_i = 0$. Поскольку градиенты концентрации всех веществ, растворенных в подземных водах, относительно малы, то в первом приближении можно полагать здесь и ниже, что кинетический параметр D_k от пространственных координат, времени и концентрации не зависит.

С учетом сказанного получаем из уравнения (71)

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \text{div}(c_i \vec{u}) = D_k \nabla^2 c_i. \quad (84)$$

Уравнение объединяет закон сохранения массы и закон диффузии в одно целое и является основой для математического описания конвективно-диффузионного переноса массы.

Ограничимся рассмотрением массопереноса на стадии регулярного его режима, когда влияние начальных условий на скорость изменения концентрации i -го вещества имеет второстепенное значение; наиболее отчетливо этот режим проявляется при стационарном массопереносе, когда $\partial c_i / \partial t = 0$.

В этом случае имеем:

$$\text{div}(c_i \vec{u}) = D_k \nabla^2 c_i. \quad (85)$$

Необходимо найти решения уравнения (85) для трех случаев массопереноса, когда: 1) отсутствует молекулярный перенос массы; 2) отсутствует конвективный перенос массы; 3) одновременно проявляются и конвективный, и молекулярный механизмы переноса массы.

Для случая, когда отсутствует молекулярный перенос массы, из уравнения (85) имеем:

$$\text{div}(c_i \vec{u}) = 0. \quad (86)$$

Если в подземных водах содержится N компонентов их состава, включая растворитель (i пробегает значения от 1 до N), то суммируя по всем N компонентам, получаем из уравнения (86)

$$\sum_1^N \operatorname{div} (c_i \vec{u}) = \operatorname{div} [(c_1 + c_2 + \dots + c_N) \vec{u}] = \operatorname{div} (\rho \vec{u}) = 0, \quad (87)$$

где ρ — плотность жидкости.

Уравнение (87) есть не что иное, как уже известное нам уравнение неразрывности, представляющее собой математическое выражение закона сохранения массы в гидроаэромеханике.

В этом уравнении вектор массовой скорости $\rho \vec{u}$ имеет, очевидно, компоненты ρu_x , ρu_y , ρu_z . Поэтому из уравнения (86) получаем:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} (\rho \vec{u}) &= \frac{\partial (\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho u_z)}{\partial z} = \rho \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \\ &+ u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + u_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = \rho \operatorname{div} \vec{u} + \vec{u} \operatorname{grad} \rho = 0. \end{aligned} \quad (88)$$

Следовательно, условие сохранения массы приводит к соотношению

$$\operatorname{div} \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{u} \operatorname{grad} \rho. \quad (89)$$

Если жидкость несжимаема, то $\rho = \text{const}$, $\operatorname{grad} \rho = 0$ и $\operatorname{div} \vec{u} = 0$ [см. уравнение (57)].

Вода практически несжимаема, поэтому для подземных вод можно сделать вывод: плотность подземных вод остается постоянной при любом варьировании поля скоростей фильтрации этих вод, так как последние в процессе движения не порождаются и не исчезают.

Учитывая равенство $\rho = c_1 + c_2 + \dots + c_N$ и то, что по условию все компоненты состава подземных вод химически нейтральны, получаем, что, если $\rho = \text{const}$, то и $c_i = \text{const}$. Это означает, что в чисто конвективных потоках (когда отсутствуют диффузия и химические реакции) концентрация i -го и всех других компонентов состава подземных вод постоянна в направлении движения последних, т.е. распределена безградиентно.

Легко показать, что этот вывод сохраняет свою силу и в отношении нестационарных процессов переноса массы.

Рассмотрим перенос массы в отсутствие конвективного потока и химических реакций. Из уравнения (85) получаем для этого случая:

$$D_K \nabla^2 c_i = D \nabla^2 c_i = 0, \quad (90)$$

так как при $u = 0$ $D_K = D$ [см. уравнение (70)].

В координатном представлении это уравнение имеет вид

$$\frac{\partial^2 c_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_i}{\partial z^2} = 0. \quad (91)$$

Для анализа с интересующей нас точки зрения уравнение (91) излишне сложно, поэтому ограничимся рассмотрением одномерного массопереноса в направлении x :

$$\frac{\partial^2 c_i}{\partial x^2} = 0.$$

Интегрирование этого уравнения дает:

$$c_i = c_1 x + c_2, \quad (92)$$

где C_1 и C_2 — постоянные интегрирования.

Из уравнения (92) следует, что при постоянном коэффициенте диффузии D концентрация i -го вещества в направлении его переноса изменяется по линейному закону, т.е. характеризуется некоторым, в данном случае постоянным градиентом концентрации i -го вещества. Это положение находится в соответствии с определением молекулярно-концентрационной диффузии как процесса, возникающего при наличии градиента концентрации.

Из уравнения (85) легко получить уравнение одномерной конвективной диффузии в направлении x :

$$D_x \frac{\partial^2 c_i}{\partial x^2} - u_x \frac{\partial c_i}{\partial x} = 0. \quad (93)$$

где D_x — коэффициент конвективной диффузии в направлении x .

Если принять D_x и u_x постоянными, то уравнение (93) можно рассматривать как линейное однородное уравнение с постоянными коэффициентами, общим решением которого служит выражение

$$c_i = C_1 e^{\frac{u_x}{D_x} x} + C_2, \quad (94)$$

где C_1 и C_2 — произвольные постоянные.

С геометрической точки зрения функция (94) представляет собой семейство интегральных кривых, отображающих зависимость c_i от x и от величины отношения u_x к D_x . Функция (94) указывает, что при изменении x концентрация c_i изменяется по экспоненциальному закону. Следовательно, в случаях, когда одновременно проявляются конвективный и диффузионный потоки вещества и ни один из них не является пренебрежимо малым по сравнению с другим, результирующие конвективно-диффузионные потоки являются градиентными (в отношении концентрации).

Обобщая итоги рассмотрения массопереноса в подземной гидросфере, сделаем принципиальные выводы относительно распределения концентрации вещества в направлении его переноса: 1) чисто конвективные потоки массы суть потоки безградиентные; 2) чисто диффузионные и конвективно-диффузионные потоки массы суть потоки градиентные.

Это означает, что: 1) градиентное распределение концентрации вещества всегда является следствием проявления механизма молекулярного переноса массы; 2) чистая конвекция не может вызвать никаких изменений в распределении концентрации до тех пор, пока не появятся градиенты концентрации, вызванные каким-либо другим механизмом.

Чтобы убедиться в справедливости второго вывода, рассмотрим зависимость концентрации i -го консервативного компонента состава подземных вод от движения последних. Пусть распределение концентрации c_i не-

прерывно в пространстве и времени, так что $C_i = C_i(x, y, z, t)$. Предположим, что в произвольной точке подземных вод M концентрация i -го вещества равна C_i , а точка M движется по закону [72].

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t).$$

Если в некоторый момент времени, принимаемый за начальный, точка M имеет координаты x, y, z , то через время dt она окажется в новом положении с координатами $x + dx, y + dy, z + dz$. При этом концентрация C_i изменится на величину dC_i . Если изучать изменение концентрации C_i в точке M по мере ее движения, то концентрация C_i будет представлять собой сложную функцию времени:

$$C = C[x(t), y(t), z(t), t].$$

Скорость изменения концентрации C_i "вдоль траектории" частицы M равна согласно формуле для производной сложной функции:

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\partial C_i}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial C_i}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial C_i}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial C_i}{\partial t}. \quad (95)$$

В этом уравнении частная производная $\partial C_i / \partial t$ берется в точке, фиксированной относительно внешней системы координат.

Замечая, что $dx/dt, dy/dt$ и dz/dt являются компонентами скорости движения частицы M , можно записать:

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\partial C_i}{\partial x} u_x + \frac{\partial C_i}{\partial y} u_y + \frac{\partial C_i}{\partial z} u_z + \frac{\partial C_i}{\partial t}. \quad (96)$$

Если концентрация C_i во времени не меняется, то $\partial C_i / \partial t = 0$ и справа остаются только первые три слагаемых. Очевидно, что они определяют скорость изменения концентрации C_i при движении точки M из одного положения в другое, если каждому положению соответствует свое значение концентрации C_i . Эта скорость называется конвективной (переносной), так как она представляет изменения, которые обусловлены массовым движением частиц жидкости. Последний член в правой части уравнения (96) выражает скорость изменения концентрации C_i в любой фиксированной точке во времени; эта скорость называется локальной (местной).

Зависимость (96) носит формальный характер и не дает никакой информации о процессах, вызывающих изменение распределения концентрации C_i . Она только указывает на то, что в общем случае скорость изменения во времени концентрации C_i в подземной гидросфере складывается из конвективной и локальной скоростей изменения концентрации.

Анализируя уравнение (96), нетрудно получить следующие выводы:

- 1) распределение концентрации C_i в подземной гидросфере стационарно, т.е. независимо от времени, если локальная скорость изменения ($\partial C_i / \partial t$) равна нулю;
- 2) конвективная скорость изменения концентрации C_i в подземной гидросфере не проявляется, если отсутствует движение или поле однородно, т.е. если $u_x = u_y = u_z = 0$ или $\partial C_i / \partial x = \partial C_i / \partial y = \partial C_i / \partial z = 0$;
- 3) если скорость изменения концентрации C_i вдоль траектории равна нулю ($dC_i / dt = 0$), то локальная скорость равна конвективной, но имеет обратный знак.

Мысленно выделим в подземной гидросфере элементарный объем водной фазы dx, dy, dz и составим баланс i -го вещества, поступающего в этот объем по механизму конвекции и диффузии. В результате этой операции получим [73, 74]:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D_x \frac{\partial c_i}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (D_y \frac{\partial c_i}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_z \frac{\partial c_i}{\partial z}) - \left[\frac{\partial}{\partial x} (c_i u_x) + \frac{\partial}{\partial y} (c_i u_y) + \frac{\partial}{\partial z} (c_i u_z) \right], \quad (97)$$

где D_x, D_y, D_z — коэффициенты конвективной диффузии i -го вещества в водной фазе горных пород в направлении x, y и z соответственно; u_x, u_y, u_z — истинная скорость движения водной фазы горных пород в направлении x, y и z соответственно.

Последний член уравнения (97) можно написать в виде

$$-u_x \frac{\partial c_i}{\partial x} - u_y \frac{\partial c_i}{\partial y} - u_z \frac{\partial c_i}{\partial z} - c_i \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right).$$

В несжимаемых жидкостях, к которым относится и вода, член в скобках равен нулю. Поэтому имеем:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D_x \frac{\partial c_i}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (D_y \frac{\partial c_i}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_z \frac{\partial c_i}{\partial z}) - \left(u_x \frac{\partial c_i}{\partial x} + u_y \frac{\partial c_i}{\partial y} + u_z \frac{\partial c_i}{\partial z} \right). \quad (98)$$

Следовательно, локальное изменение концентрации c_i во времени равно эффекту диффузии минус эффект конвекции.

Принимая во внимание уравнение (96), получаем:

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} (D_x \frac{\partial c_i}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (D_y \frac{\partial c_i}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_z \frac{\partial c_i}{\partial z}). \quad (99)$$

Таким образом, скорость изменения концентрации любого консервативного компонента подземных вод в направлении движения последних является следствием диффузионного его переноса в водной фазе.

Для неконсервативных компонентов состава подземных вод будем иметь соответственно:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D_x \frac{\partial c_i}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (D_y \frac{\partial c_i}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_z \frac{\partial c_i}{\partial z}) - (u_x \frac{\partial c_i}{\partial x} + u_y \frac{\partial c_i}{\partial y} + u_z \frac{\partial c_i}{\partial z}) + K_i, \quad (100)$$

где K_i — скорость изменения концентрации i -го вещества за счет реакций внутри водной фазы и массопередачи между жидкой и твердой фазами горных пород.

Из (100) следует, что скорость изменения концентрации i -го вещества в фиксированной точке подземной гидросферы равна эффекту диффузии минус эффект конвекции и плюс эффект реакций и массопередачи.

Сравнивая (100) и (96), получаем:

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial c_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_y \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial c_i}{\partial z} \right) + K_i. \quad (101)$$

Следовательно, изменение концентрации во времени неконсервативного компонента подземных вод в направлении движения последних является следствием диффузионного его переноса в водной фазе, реакций с другими компонентами водной фазы и массопередачи между водной и твердой фазами горных пород.

Отсюда ясно, что концентрация любого компонента состава подземных вод не будет изменяться в направлении их движения, если не возникнут градиенты концентрации этого компонента, вызванные процессами молекулярного массопереноса. Последние могут быть следствием: а) неоднородности в распределении концентрации, вызванной геолого-гидрогеологическими процессами; б) химических и биохимических реакций в водной фазе; в) химического и физико-химического взаимодействия компонентов водной фазы с твердой фазой горных пород.

Таким образом, распределение концентрации в направлении его переноса носит закономерный характер и зависит не только от механизма переноса, но и от краевых условий, определяемых геолого-гидрогеологической структурой и геологической историей седиментационных бассейнов. Это обстоятельство позволяет разработать теорию гидрогеохимических полей седиментационных бассейнов, основы которой применительно к процессам массопереноса в вертикальном разрезе бассейнов изложены в работе [1].

Обширные эмпирические данные по очень большому числу бассейнов подземных вод, содержащих минерализованные подземные воды, показывают, что для таких бассейнов характерно отчетливо выраженное градиентное распределение концентрации компонентов химического состава подземных вод. Градиенты наблюдаются как в вертикальном разрезе бассейнов, так и по погружению — простирацию водоносных горизонтов и в общем случае являются трехмерными.

Поскольку геологические и конвективные (фильтрационные) процессы не являются причиной этих градиентов*, то следует вывод, что гидрогеохимическая структура подземных вод ниже зоны пресных вод является следствием региональных геологически длительных процессов массопереноса, протекающих по механизму диффузии и конвективной диффузии. Это положение вполне согласуется со сделанным выше выводом по данным о значениях числа Пекле, представительных для глубоких водоносных горизонтов и комплексов.

Из сказанного следует, что уравнение конвективно-диффузионного массопереноса является надлежащей основой для выявления гидрогеохимических показателей региональной динамики подземных вод, так как в нем

* В отношении геологических процессов это утверждение следует из несопоставимости (за редкими исключениями) наблюдаемой солёности и состава хлоридных подземных вод с литолого-фациальными и геохимическими особенностями вмещающих их отложений.

содержатся основные факторы и силы, определяющие концентрацию, распределение и миграцию вещества в подземной гидросфере. Для получения количественных результатов это уравнение необходимо решать совместно с уравнениями движения, неразрывности, состояния и другими уравнениями, образующими в совокупности замкнутую систему. В общем случае это решение выполнить нельзя из-за математических трудностей. Поэтому, вводя определенные упрощения и ограничения, ищут такие математические модели процесса, для которых можно получить строгие или приближенные решения. Краевые условия процессов массопереноса, протекающих в подземной гидросфере, детально охарактеризованы в работе [1] и здесь не повторяются.

Ход процессов массопереноса во времени можно разделить на три стадии.

1. Начальная стадия неупорядоченного режима наблюдается в том случае, когда большое влияние на ход процессов имеет начальное локально неоднородное распределение концентрации. В первой главе на основе теории релаксации показано, что первая стадия относительно кратковременна и в бассейнах подземных вод реально не проявляется. По этой причине ниже будем принимать, что в начальный момент времени $t = 0$ $c_i(x, y, z) = \text{const}$. Справедливость этого положения на конкретных примерах массо- и теплопереноса показана в работах [75] и [76].

2. Стадия регулярного режима имеет место, когда начальные условия играют уже второстепенную роль, а ход процессов определяется в основном условиями тепло- и массообмена на границах системы с ее окружением, физическими свойствами и размерами системы. Эта стадия соответствует гидродинамической стадии кинетической теории процессов. Процессы массопереноса на этой стадии нестационарны и неравновесны, так что $c_i = c_i(x, y, z, t)$.

3. Стадия стационарного режима прослеживается при условии, когда концентрация во всех точках системы во времени не меняется, так что $c_i = c_i(x, y, z)$ при всех значениях времени $t \gg 0$.

При анализе реальных процессов массопереноса нередко приходится исходить (из-за непреодолимых математических трудностей) из предположения, что система находится в стационарной стадии развития, хотя фактически она пребывает на стадии регулярного режима. Это очень сильное предположение при естественноисторическом изучении систем нежелательное. Однако, если время релаксации системы очень велико, что свойственно, например, гидрогеохимическим полям седиментационных бассейнов, то в самом первом приближении можно считать, что система в некоторый ограниченный интервал времени является квазистационарной. Так часто поступают при решении инженерных задач.

Далее учтем, что решение одно- и двухмерных задач массопереноса значительно проще, чем трехмерных. Поскольку водоносный пласт или комплекс можно уподобить математической пластине [1, 47], то сведение трехмерных уравнений к одно- или двухмерным представляется оправданным, особенно при качественном анализе явления или процесса.

Поскольку в уравнение конвективно-диффузионного массопереноса входят кинетические константы (коэффициент гидродинамической диспер-

сии, коэффициент массопередачи между твердой и жидкой фазами горных пород), значения которых можно оценить в настоящее время только по порядку величины, то задача данного раздела сводится не к количественной, а к качественной оценке отражения гидродинамических процессов в структуре гидрогеохимических полей водоносных комплексов и горизонтов.

Эта оценка будет сделана на основе рассмотрения моделей массопереноса, типичных в первую очередь для соленосных бассейнов, поскольку именно в этих бассейнах наблюдаются наиболее минерализованные воды, соленость и плотность которых зависят от пространственных координат. Подземные воды таких бассейнов можно разделить на надсолевые, внутрисолевые, межсолевые и подсолевые. Охарактеризуем особенности каждой из этих четырех категорий подземных вод.

Надсолевые воды приурочены к отложениям, перекрывающим соленосные породы. Соленость таких вод возрастает с глубиной от десятых долей (пресные воды зоны активного водообмена) до многих десятков или даже сотен граммов на литр, чему соответствует варьирование их плотности от 1,00 до 1,20 г/см³. Ниже зоны активного водообмена соленость подземных вод повышается от краевых частей бассейна к его центру или, точнее, к области распространения соленосных отложений. Эмпирически установлено, что последние тяготеют, как правило, к центральному, наиболее погруженным частям бассейнов. В анионном составе резко преобладают хлоридные ионы, относительное содержание которых в наиболее минерализованных водах превышает 90–95%. В составе катионов преобладают, как правило, ионы натрия, часто наблюдаются повышенные содержания кальция. Хлоридные и натриевые ионы появляются в результате выщелачивания или растворения вещества галогенных формаций. Повышенные концентрации кальция – результат выщелачивания и ионно-обменных процессов при каталитической роли хлоридных ионов [1].

При построении математической модели процессов массопереноса в надсолевых водах следует учитывать: 1) наличие внешнего постоянного источника хлоридных и натриевых ионов в воде соляных залежей; 2) наличие внешнего постоянного стока всех компонентов состава этих вод в виде зоны активного водообмена; 3) отсутствие внутренних источников и стоков консервативного компонента этих вод – хлоридных ионов.

Источником хлоридных ионов в подземных водах кроме собственно соляных залежей могут быть и сульфатные породы (гипсы, реже ангидриты), а также засоленные или загипсованные глины. Соленость хлоридных вод, формирующихся за счет выщелачивания галоидных солей из названных пород, не превышает, как правило, первых десятков граммов на литр.

Внутрисолевые и межсолевые воды отличаются очень высокой соленостью (до 400 г/л и более). Внутрисолевые воды заключены, как показывает их название, в прослоях, линзах, пачках осадочных пород, залегающих в соляных отложениях. Поскольку уплотненная каменная соль гидравлически непроницаема и имеет очень низкую диффузионную проницаемость, то внутрисолевые воды следует рассматривать как целиком изолированные в данный момент времени от других подземных вод соле-

носного бассейна. В гидродинамическом плане эти воды "заморожены", т.е. на современном этапе развития бассейна не участвуют ни в каких макроскопически выраженных движениях.

Межсолевые воды залегают в осадочных формациях, разделяющих в региональном плане толщи соляных пород, и могут иметь области питания и очаги разгрузки. Соленость и состав межсолевых вод способны изменяться при движении от их областей питания к очагам (областям) разгрузки в очень широких пределах. Соленость этих вод определяется наличием внешних постоянных источников основных компонентов их состава, хлоридных и натриевых ионов, в виде соляных залежей. Кальций и другие компоненты вод – результат процессов массопередачи в системе водовмещающие породы – воды. Хлоридные соли таких вод имеют только внешние стоки. Достоверные данные регионального изучения распространения, геохимии и динамики межсолевых вод в литературе нами не обнаружены.

Подсолевые воды по динамическим и геохимическим признакам разнообразны. Как правило, эти воды в геологическом прошлом или на современном этапе развития регионально динамичны (подсолевые воды Среднерусского и Ангаро-Ленского бассейнов), но в некоторых бассейнах или в их структурно обособленных частях они, по-видимому, гидродинамически "заморожены" и сообщаются с другими водами только посредством молекулярных процессов. Соленость и плотность вод подсолевых горизонтов и комплексов закономерно увеличиваются в направлении от вероятных областей питания к областям распространения соляных отложений, которые играют для этих вод роль внешних источников основных компонентов их состава – хлоридных и натриевых ионов. В некоторых случаях эти воды отличаются высокими содержаниями кальция, брома и других элементов. Вероятно, кальций – результат процессов массопередачи между твердой и жидкой фазами водовмещающих пород [1], а бром и некоторые другие компоненты солевого состава этих вод появляются в последних в результате диффузионной релаксации напряжений в глубоких зонах соляных формаций при массообмене с внешними для них подсолевыми водами. В условиях значительных геостатических нагрузок в уплотненных солях появляются неоднородные концентрационные напряжения, которые вызывают диффузию компонентов-примесей (бром, магний и др.), находящихся в солях в виде твердых растворов. Геохимические особенности нижних горизонтов уральской соленосной свиты Ангаро-Ленского бассейна указывают на вероятность такого происхождения брома и магния в подсолевых рассолах. Соленость последних может превышать 400 г/л, а плотность – 1,3 г/см³.

Следовательно, для подсолевых вод характерно: 1) наличие внешнего источника хлоридных ионов; 2) отсутствие внутренних источников и стоков; 3) наличие внешних стоков в местах выхода подсолевых формаций на дневную поверхность или за пределами распространения соляных залежей; 4) наличие внутренних источников и стоков для ряда компонентов химического состава таких вод.

МОДЕЛИ КОНВЕКТИВНО-ДИФфуЗИОННОГО МАССОПЕРЕНОСА

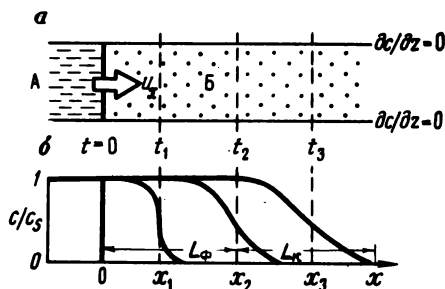
В данной работе рассматриваются только внутрипластовые процессы массопереноса, поскольку в предшествующей монографии [1] весьма детально проанализированы закономерности и механизм массопереноса в вертикальном разрезе седиментационных бассейнов и установлены гидрогеохимические их следствия. В этой работе, в частности, выявлено, что в условиях ламинарного движения подземных вод, которое только и имеет место в глубоких водоносных горизонтах и комплексах, макроскопическое движение вод в вертикальном направлении (сквозь пластовое перетекание) имеет, видимо, резко подчиненное значение. Основной формой массопереноса являются процессы, протекающие по молекулярному механизму. Во многих бассейнах они дополняются перетоками пластовых вод через гидрогеологические окна.

В дальнейшем изложении будем различать консервативные и неконсервативные компоненты состава подземных вод. К первым будем относить компоненты, которые в пределах данного водоносного горизонта между собой и с твердой фазой химически и физико-химически не реагируют. Единственной причиной изменения их концентрации в данном объеме горизонта могут быть только процессы массопереноса, диффузионного или конвективно-диффузионного.

Ниже рассматриваются шесть моделей массопереноса, протекающих по механизму конвективной диффузии. Исходя из геометрических особенностей пластовых систем (их, как правило, можно принимать за математические пластины), ограничимся одно- и двухмерными системами. Во всех случаях пористые среды в направлении фильтрации принимаются неограниченными ($x \rightarrow \infty$) и однородными, а также изотропными в отношении гидравлической и диффузионной проницаемости. Предполагается, что температурные поля на процессы фильтрации и массопереноса влияния не оказывают, а поле скоростей ламинарной фильтрации от координат и времени не зависит. В четырех случаях решения исходного уравнения получены аналитически, а в одном – численными методами. Шестая модель в отличие от всех предшествующих представляет собой чисто физическую модель и при этом трехмерную – по существу натурный эксперимент. Его результаты проливают свет на вероятные следствия влияния геогравитационного поля на процессы массопереноса.

Первая модель. Пусть в однородной пористой среде в направлении x движется с постоянной скоростью V_x соленая (пресная) вода А, которая по мере своего продвижения вперед вытесняет и замещает пресную (соленую) воду Б (рис.14). Модель характеризует замещение соленых седиментационных вод водоносных горизонтов инфильтрационными водами в континентальную стадию развития бассейнов подземных вод и замещение пресных вод солеными при вторжении морских вод в водоносные горизонты. При этом принимается, что нижняя и верхняя границы водоносного горизонта гидравлически и диффузионно непроницаемы. Модель по этой причине малореалистична, однако дает возможность выявить основные особенности конвективной диффузии в направлении фильтрации.

Рис. 14. Первая модель конвективной диффузии (а) и распределение относительной концентрации консервативного вещества по оси x в моменты времени $t_0, t_1, t_2, \dots$ (б). Стрелка — направление движения потока



Теоретически и экспериментально доказано, что на границе соленой и пресной вод образуется переходный слой, в пределах которого концентрация i -го консервативного компонента изменяется по определенному закону от концентрации, свойственной неразбавленной соленой (или пресной) воде, до начальной его концентрации в пресной (неразбавленной соленой) воде. Математически процесс описывается уравнением одномерного массопереноса в направлении оси x :

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = D_x \frac{\partial^2 c_i}{\partial x^2} - u_x \frac{\partial c_i}{\partial x}. \quad (102)$$

Примем следующие граничные и начальные условия процесса:

$$\begin{aligned} c / 0, t / &= c_s & t > 0; \\ c / x, 0 / &= c_0 & x > 0; \\ c / \infty, t / &= c_0 & t > 0. \end{aligned} \quad (103)$$

Решение уравнения (102) при этих условиях имеет вид

$$\frac{c - c_0}{c_s - c_0} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \frac{x - u_x t}{2 \sqrt{D_x t}}, \quad (104)$$

где c — концентрация i -го компонента на расстоянии x от границы замещающего и замещаемого растворов во время t ;

c_s и c_0 — начальная концентрация более и менее минерализованной воды соответственно;

u_x — истинная скорость фильтрации в направлении x ;

t — время с начала процесса;

D_x — коэффициент конвективной диффузии в направлении движения воды.

Уравнение (104) описывает распределение концентрации i -го компонента в конвективно-диффузионной зоне, формирующейся на границе вод с разной концентрацией этого вещества в процессе их фильтрационного смешения, в предположении, что концентрация c является функцией только x и t и что никаких поперечных градиентов ее не существует.

График функции (104), приведенный на рис. 14, состоит из двух отчетливо различаемых частей: фильтрационной зоны L_ϕ и конвективно-диффузионной зоны L_κ . Их различие: в первой зоне концентрация i -го вещества

распределена безградиентно, что находится в соответствии с теоретическим выводом, сделанным при анализе уравнения (86); во второй зоне концентрация закономерно изменяется в направлении движения подземных вод [см. уравнение (93) и его анализ¹: график ее распределения по оси x антисимметричен относительно средних точек $x_1 = u_x t_1$, $x_2 = u_x t_2, \dots$, находящихся в центре конвективно-диффузионной зоны (см. рис.14). В этих точках отношение $\frac{c - c_0}{c_s - c_0} = 0,5$. Точки эти перемещаются со средней массовой скоростью u_x . Кривые распределения концентрации являются выпукло-вогнутыми, причем выпуклая их часть в рассматриваемом случае совпадает с вытесняющей водой, а вогнутая с вытесняемой. При вытеснении соленой воды пресной вогнутая часть кривой соответствует вытесняющей воде, а выпуклая – вытесняемой. При замещении пресной воды соленой концентрация растворенных веществ уменьшается в направлении движения воды, а при замещении соленой воды пресной концентрация в направлении движения возрастает.

Мощность конвективно-диффузионной зоны L_K , оцениваемая по расстоянию между точками кривой, в которых наблюдаемая концентрация составляет соответственно $0,9c_s$ и $0,1c_s$, равна

$$L_K = 5,4\sqrt{D_x t} \quad (105)$$

Из выражения (105) следует, что в ходе времени мощность конвективно-диффузионной зоны непрерывно увеличивается.

Коэффициент конвективной диффузии D_x , характеризующий рассеяние i -го компонента перед фронтом вытесняющей воды вследствие молекулярной диффузии и механической дисперсии, определяется экспериментально проверенным соотношением (70), из которого следует, в частности, что рассеяние вещества в направлении фильтрации находится в линейной зависимости от скорости движения воды.

Исследования в трубках, заполненных однородными гранулированными материалами (песок, гравий, стеклянные шарики и пр.), показали [1], что в соотношении (70) член D необходимо учитывать при режиме фильтрации, для которого характерны значения числа Рейнольдса $Re < 10^{-3}$, если

$$Re = \frac{u d_{50}}{\nu},$$

где u – истинная скорость фильтрации;

d – диаметр средних по размеру зерен;

ν – коэффициент кинематической вязкости.

Поскольку значению числа $Re = 10^{-3}$ соответствуют скорости движения воды до 30 м/год и более, а по данным региональных исследований с использованием природных радиоактивных изотопов (третия, углерода-14) скорости движения пластовых вод не превышают, по-видимому, 10 м/год, то следует предполагать, что в региональных процессах переноса массы величина D_x формируется под влиянием обоих членов правой части соотношения (70) и по порядку величины, вероятно, не превышает $n(10^{-6} - 10^{-4})$ см²/с. Прямые определения величины при региональных исследованиях не

производились. По данным многочисленных экспериментальных лабораторных исследований, величина D_x варьирует в зависимости от скорости движения воды в пределах от 10^{-5} до $10 \text{ см}^2/\text{с}$.

Решение (104) справедливо при любой ориентировке оси в пространстве (если пренебречь влиянием на процессы массопереноса гравитационного поля). Поэтому оно применимо также для описания распределения концентрации в потоках пластовых вод, движущихся через "гидрогеологические окна", и в потоках поровых вод, отжимаемых из геостатически уплотняющихся глинистых формаций.

Если рассматриваемая система находится под влиянием поля силы тяжести земли, то кривая распределения концентрации в конвективно-диффузионной зоне уже не антисимметрична.

Вторая модель. В условиях, аналогичных первой модели, рассмотрим миграцию неконсервативного компонента состава подземных вод. Так же, как и в первом случае, предположим, что при всех $t \geq 0$ и значениях $x \leq 0$ концентрация компонента равна c_s . При $x \geq 0$ в момент времени $t = 0$ $c = 0$. При движении воды через среду Б (см. рис.14) компонент взаимодействует с твердой фазой. Это означает, что при решении уравнения (71) необходимо учесть член K_z . Формы математической его записи различны из-за различия механизма и кинетики взаимодействия жидкой и твердой фаз. Их обзор содержится в работе [57].

Ф.М.Бочевеи и А.Е.Орадовская [58] показали, что процессы взаимодействия водной и минеральной фаз горных пород быстро приобретают квазиравновесный характер, вследствие чего кинетику этих процессов при регионально-гидрогеологических исследованиях можно во многих случаях не учитывать.

Если сорбция неконсервативного компонента твердой фазой происходит очень быстро сравнительно с конвективно-диффузионным его переносом, то можно исходить из предположения о наличии в системе вода-порода локального равновесия между свободными и сорбированными частицами компонента [78]. В самом простом случае концентрация s сорбированных частиц, приходящаяся на единицу объема пористой среды, прямо пропорциональна концентрации свободных частиц c , т.е.

$$s = Rc, \quad (106)$$

где R — константа равновесия.

Уравнение (71) для одномерного процесса запишем в виде

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_x \frac{\partial c}{\partial x} = D_x \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - \frac{\partial s}{\partial t} \quad (107)$$

или с учетом соотношения (106)

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{D_x}{1+R} \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - \frac{u_x}{1+R} \frac{\partial c}{\partial x}. \quad (108)$$

Это уравнение подобно уравнению (102). Его решением при заданных краевых условиях является функция (104), в которой перед членами, содержащими скорость u_x и коэффициент конвективной диффузии D_x , имеется множитель $(\frac{1}{1+R}) < 1$. Это означает, что мгновенная сорбция снижает скорость конвективно-диффузионного переноса сорбируемого компонента.

Вследствие этого в сходственных точках конвективно-диффузионной зоны концентрация неконсервативного компонента в водной фазе несколько ниже, чем консервативного компонента (при прочих равных условиях). Иначе говоря, процессы сорбции проявляются в некотором замедлении продвижения частиц неконсервативного компонента сравнительно с консервативным. Вывод этот сохраняет свою силу и для более сложных, равновесных или неравновесных, условий взаимодействия жидкой и твердой фаз сравнительно с зависимостью (106) [58, 79].

Третья модель. Пусть имеется стационарный ламинарный поток подземных вод в пористой среде А, которая подстилается, начиная с точки $x = 0$, полуограниченным в направлении x пластом Б хорошо растворимой соли (рис.15). Скорость движения вод постоянная (от x и t не зависит) и равна u_x при всех значениях y .

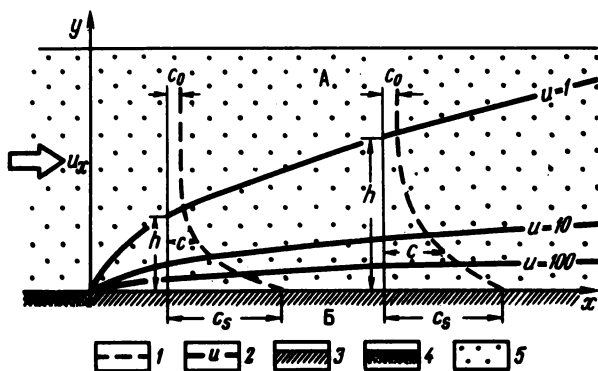


Рис. 15. Конвективная диффузия в стационарном потоке, омывающем пласт соли:

1 — кривые распределения концентрации в вертикальном разрезе конвективно-диффузионной зоны; 2 — верхняя граница зоны при различных скоростях потока; 3 — пласт соли; 4 — нерастворимые породы; 5 — пористая среда. Стрелка — направление движения потока

При $x \leq 0$ поток с подстилающим пластом веществом не обменивается. В точке $x = 0$ начинаются процессы растворения соли и диффузионной ее миграции в водную фазу среды А. Эти процессы вызывают формирование над поверхностью растворяющейся соли конвективно-диффузионного слоя h . При достижении стационарного состояния процесс приближенно описывается уравнением

$$u_x \frac{\partial c_i}{\partial x} = D \frac{\partial^2 c_i}{\partial y^2}, \quad (109)$$

решение которого при граничных условиях:

$$\begin{aligned} \partial c_i / \partial y &= 0 \quad \text{при } y = 0 \text{ и } x < 0; \\ c_i &= c_s \quad \text{при } y = 0 \text{ и } x > 0; \\ c_i &= c_0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty \text{ и } -\infty < x < \infty \end{aligned}$$

имеет вид [47]

$$\frac{c - c_0}{c_s - c_0} = \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{D_y x / u_x}} \right). \quad (110)$$

Функция (110) характеризует стационарное распределение концентрации i -го компонента в вертикальном разрезе конвективно-диффузионного слоя, формирующегося над пластом хорошо растворимой соли, в зависимости от координаты x и скорости u_x . Схематически это распределение показано на рис.15.

Анализируя функцию (110), легко заметить, что: 1) концентрация c_i в любой точке оси x убывает снизу вверх по одному и тому же закону, графически отображаемому вогнутой кривой; 2) мощность диффузионной зоны h увеличивается в направлении движения подземных вод; 3) мощность зависит от скорости их движения, будучи тем больше, чем меньше u_x , и наоборот; 4) максимальная концентрация i -го вещества наблюдается у кровли соляной залежи; в любой плоскости горизонтального сечения, пересекающего диффузионную зону, кроме плоскости при $x = 0$, концентрация i -го вещества увеличивается в направлении фильтрации.

Из сказанного выше очевиден характер взаимодействия массового (фильтрационного) и молекулярного потоков вещества в надсолевых водосодержащих комплексах: диффузионный перенос обуславливает рассеяние соли по вертикальной оси y , а массовый перенос — мощность диффузионной зоны h и распределение в ней диффундирующего вещества по вогнутой кривой. В неподвижной жидкости ($u_x = 0$) распределение концентрации i -го вещества по оси y при стационарном режиме диффузии характеризуется прямолинейным графиком. Предельная наибольшая мощность $h_{\max}$ формируется при массовой скорости движения подземных вод, равной нулю. Она может быть оценена посредством уравнения

$$h_{\max} = 4\sqrt{D_y t},$$

где t — время с начала формирования диффузионной зоны.

Для примера отметим, что распределение концентрации хлоридных ионов в водах надсолевых отложений Средне-Русского бассейна характеризуется вогнутыми графиками, а в водах подсолевых отложений — практически прямолинейными графиками (101).

Отметим также, что при относительно небольшой мощности водоносного горизонта надсолевых отложений нередко можно считать в первом приближении, что распределение концентрации компонентов химического состава вод горизонта более или менее однородно. Предположение полезно, так как снижает объем вычислений при рассмотрении следующей модели.

Для третьей модели в общем случае справедливо правило: солёность подземных вод возрастает от области питания к нижнему (в направлении

движения пластовых вод) контуру соляной залежи. В реальных бассейнах горизонтальные размеры соляных тел могут быть очень значительными (например, площади соляных толщ в пределах цехштейновой галогенной формации Европы достигают сотен тысяч квадратных километров), но всегда конечны. Это означает, что третья модель непригодна для описания процессов массопереноса в водоносных горизонтах за пределами внешних контуров соляных тел.

Четвертая модель. Водоносный горизонт ограничен сверху и снизу гидравлически непроницаемыми отложениями большой (неограниченной) мощности (рис.16). Отложения водонасыщены, диффузионно проницаемы.

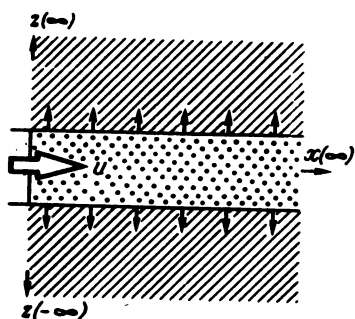


Рис. 16. Модель одномерного переноса вещества в водоносном горизонте при концентрационно-диффузионном его стоке через кровлю и подошву горизонта. Большая стрелка — направление движения потока, маленькие стрелки — направление диффузии

В водоносном горизонте при значениях $x < 0$ при всех $t \geq 0$ находится минерализованная вода с концентрацией i -го консервативного компонента c_s , которая во времени не изменяется. При значениях $x \geq 0$ и при времени $t = 0$ концентрация этого компонента в воде равна c_0 , причем $c_0 < c_s$. Воды с такой же концентрацией i -го компонента насыщают перекрывающие и подстилающие водоносный горизонт отложения. При $t > 0$ в водоносном горизонте происходит стационарное плоскопараллельное течение подземных вод, в ходе которого воды с концентрацией i -го вещества c_s постепенно вытесняют и замещают воды с концентрацией c_0 . Через границы водоносного горизонта под влиянием разности концентраций $c_s - c_0$ происходит диффузионный перенос i -го вещества, влияющий на распределение концентрации этого вещества в водоносном горизонте.

Решения уравнения (71) для этой модели получены с учетом и без учета продольной дисперсии в направлении движения подземных вод. Второй случай математически более прост. Впервые он был рассмотрен рядом исследователей в связи с изучением двухмерного теплопереноса в пористой среде при стационарном движении в ней водной фазы. Обзор работ в этом направлении и изложение оригинальных теоретических и экспериментальных результатов содержатся в работе [81]. Одно из решений подобного рода использовал В.М.Гольдберг [59] для описания движения загрязненных подземных вод при одновременном диффузионном перетоке загрязняющего вещества через ограничивающие водоносный горизонт слабопроницаемые

отложения. Гольдберг выполнил детальное аналитическое исследование указанного решения для условий, соответствующих решаемым им проблемам (небольшая продолжительность времени, неконсервативные компоненты и пр.).

Для указанных выше краевых условий с учетом сорбционного поглощения переносимого вещества решение уравнения (71) для плоскопараллельного потока без продольной дисперсии получено Ф.М.Бочеворм и А.Е.Орадовской [58] в виде

$$\frac{c - c_0}{c_s - c_0} = \operatorname{erfc} \left(\frac{Bx}{2u\sqrt{t-\lambda}} \right) f(t-\lambda), \quad (111)$$

$$\text{где } B = \frac{1}{m\pi} \left(n_1 \sqrt{\frac{D_1(1+\beta_1)}{\beta_1}} + n_2 \sqrt{\frac{D_2(1+\beta_2)}{\beta_2}} \right)$$

$$\lambda = \frac{x(1+\beta)}{\beta u};$$

x — линейная координата в направлении движения подземных вод;

u — истинная скорость их движения;

t — время с начала процесса;

m — мощность водоносного горизонта;

n, n_1, n_2 пористость пород водоносного горизонта, его кровли и подошвы;

D_1, D_2 коэффициент молекулярной диффузии в водной фазе пород кровли и подошвы водоносного горизонта;

β_1, β_2 — коэффициент распределения неконсервативного компонента между твердой и водной фазами пород кровли и подошвы;

f — единичная функция; $f = 0$ при $t < \lambda$ и $f = 1$ при $t > \lambda$.

Распределение концентрации слабо сорбируемого вещества в зависимости от линейной координаты x показано на рис.17, составленном при решении функции (111) для значений $m = 10 \text{ м}$, $n = 0,2$, $n_1 = n_2 = 0,1$, $\beta_1 = \beta_2 = 0,01$, $D_1 = D_2 = 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $u = 10^{-4} \text{ см с}^{-1}$.

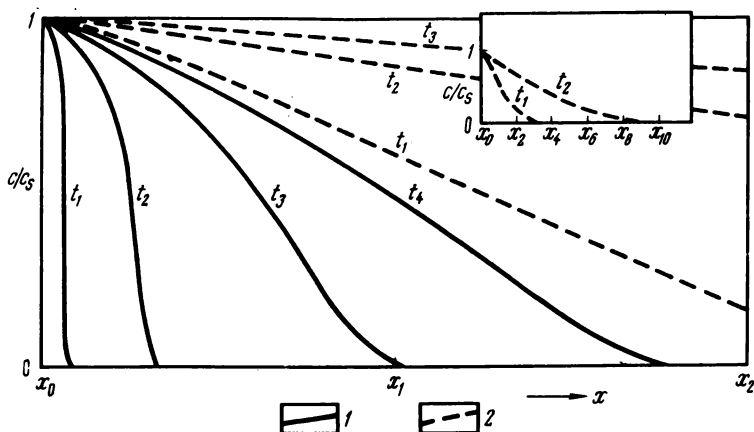


Рис. 17. Распределение относительной концентрации сорбируемого и несорбируемого вещества в зависимости от дальности его переноса и времени при краевых условиях четвертой модели (см. рис. 16), $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$

Вещество: 1 — сорбируемое; 2 — несорбируемое

На этом же рисунке пунктиром показано распределение несорбируемого (консервативного) вещества при тех же значениях расчетных параметров. Из рисунка следует: 1) диффузионный вынос консервативного вещества через кровлю и подошву водоносного горизонта обуславливает существенное снижение концентрации этого вещества в направлении движения подземных вод по кривой вогнутого типа (см. врезку в верхней части рис. 17): чем меньше время, прошедшее с начала процесса, тем сильнее выражен эффект диффузии; 2) снижение концентрации резко возрастает, если вещество подвержено еще и сорбции; в этом случае кривая его распределения в направлении фильтрации подземных вод — выпукло-вогнутая.

Из функции (111) следует, что распределение вещества зависит от основных гидрогеологических параметров водоносного и ограничивающих его водоупорных горизонтов, а также от диффузионной проницаемости последних.

Из примера (см. рис.16) очевидна исключительно большая роль процессов молекулярно-диффузионного переноса мигрирующего вещества через кровлю и подошву водоносного горизонта. Этот теоретический вывод подтверждается натурными данными по структуре гидрогеохимических полей седиментационных бассейнов, однозначно указывающих на резкое преобладание концентрационно-диффузионного переноса вещества в вертикальном разрезе бассейнов [1, 47]. Причины очевидны: скорости фильтрации подземных вод в глубоких водоносных горизонтах малы, а время переноса измеряется десятками и сотнями тысяч, миллионами и десятками миллионов лет. В этих условиях самые медленные процессы не только приобретают реальное значение, но и могут стать главенствующими.

Четвертая модель является самым первым приближением к описанию процессов массопереноса за пределами соляных тел. Оценим в связи с этим правомерность решения (111). Прежде всего отметим, что предположение о постоянстве C_s совсем необязательно и введено только для того, чтобы избежать трудоемких вычислений, так как при $C_s = C_s(t)$ решение примет более сложную форму. К тому же не представляется возможным найти функциональную зависимость C_s от времени при общем рассмотрении: для каждого бассейна, а вероятнее всего, и для каждого водоносного комплекса эта зависимость может иметь свою специфическую форму. Важно, чтобы при $x \leq 0$ действовал геологически длительное время источник i -го компонента состава подземных вод. Анализ реальных обстановок седиментационных бассейнов показывает, что такие источники всегда обнаруживаются в соленосных бассейнах для водоносных горизонтов, залегающих ниже и выше соляных тел (надсолевые и подсолевые водоносные горизонты). В контурах распространения последних идет непрерывное геологически длительное растворение или выщелачивание* вещества соляных или в более общем случае галогенных формаций, которые диффузионно перемещаются в вертикальном разрезе прилегающих водоносных горизонтов. Соленость вод в последних непрерывно увеличивается, поскольку зависимость поперечной диффузии от скорости фильтрации не столь резко выражена, как в случае, когда фильтрация и диффузия происходят в одном направле-

*Механизм и кинетика этих процессов рассмотрены в работах [1, 47].

нии. Из-за относительной малости скоростей фильтрации диффундирующее в водоносные горизонты вещество за контуры соляных тел полностью не выносится. Его накопление ведет к непрерывной перестройке во времени не только полей пластовых давлений и полей скоростей фильтрации, но и механизма движения подземных вод. Первоначальное потенциальное течение пластовых вод, если оно вообще имело место в данном водоносном горизонте или комплексе, в ходе времени перейдет в движение по механизму внутрипластового вытеснения, когда воды с меньшей соленостью и плотностью, двигаясь от областей питания, должны, действуя, как поршень, вытеснять более соленые и более плотные подсолевые и надсолевые воды. Логически нетрудно установить, что в случаях, когда альтитуды областей питания в ходе геологического времени существенно не увеличиваются, а относительное превышение областей питания над областями разгрузки невелико, непрерывное увеличение солености (плотности) надсолевых и особенно подсолевых пластовых вод во времени приведет к внутрипластовому механическому равновесию вод разной солености и к замиранию макроскопических гидравлических потоков подземных вод. Наиболее минерализованные воды в контурах соляных залежей могут приобрести необычную для флюидов функцию: они становятся барражами (преградами) для менее минерализованных вод. Движение последних в региональном плане либо прекращается; либо перестраивается таким образом, что менее минерализованные воды перемещаются в направлениях наименьшего сопротивления и обтекают "барражи" с флангов (см. модель 6).

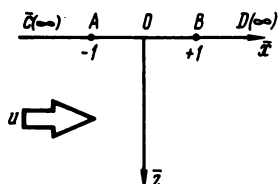
В пределах же "барражей" воды в какие-то периоды геологического времени могут быть неподвижными или, что более вероятно, менее подвижными, чем окружающие "барражи" воды с меньшим содержанием растворенных солей.

Подтверждение этих логических выводов нетрудно найти в реальных обстановках. Например, наиболее минерализованные воды подсолевых комплексов западной части Среднерусского седиментационного бассейна, залегающие в наиболее погруженных частях (мульдах) бассейна, могут, вероятно, рассматриваться на современном этапе их развития как "барражи" для пресных пластовых вод, формирующихся в пределах Воронежского кристаллического массива.

Ярким примером вытеснения менее минерализованными пластовыми водами более минерализованных в связи с изменением в ходе геологического времени высотного положения области питания является юго-восточная часть Западно-Сибирского седиментационного бассейна. Здесь в уже сложившихся геологической и гидрогеологической структурах поднятие в конце третичного – начале четвертичного времени горно-складчатых сооружений Алтая (юго-юго-восточной области питания подземных вод бассейна) привело к внедрению пресных вод и передвигению их фронта в северном направлении на многие десятки километров.

Математическое описание массопереноса при стационарном плоскопараллельном внутрипластовом движении подземных вод с учетом продольной

Пятая модель. Значительный интерес представляет распределение концентрации i -го вещества в пластовых водах, омывающих ограниченное в плане тело, которое является источником i -го вещества. Аналитическое решение уравнения (71) для этого случая получить невозможно из-за непреодолимых математических трудностей. Численное его решение для модели, изображенной на рис.18, выполнили М.Вонг и Р.Т.Ченг [80]. Как и в рас-



смотренных выше моделях, они исходили из предположения, что поступление i -го вещества в водную фазу не оказывает влияния на структуру поля скоростей. Иначе говоря, i -ое вещество является только индикатором физической картины течения. В водоносную среду оно поступает из ее кровли в интервале от A до B , длина которого равна $2L$, и ведет себя в ней, как консервативный компонент. Среда неограниченна по осям x (от $-\infty$ до $+\infty$) и z (от 0 до $+\infty$), причем ось z направлена вниз. Соотношение поперечного D_z и продольного D_x коэффициентов конвективной диффузии $D_z/D_x = 0,17$ и постоянно при всех значениях x и t .

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \text{Pe} \frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{x}} = \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{D_z}{D} \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial \bar{z}^2}, \quad (112)$$

здесь c — средняя концентрация рассеиваемого вещества; L и c_0 — характерные длина и концентрация; u — однородная скорость существенно горизонтального потока; t — время с начала процесса; $Pe = \frac{uL}{D_T^*}$.

Задача решена для двух типов граничных условий. В первом случае безразмерная концентрация вещества – индикатора в интервале AB твер-

84

дой фазы равна единице при всех значениях времени $t \geq 0$, а в интервалах AC и BD $\frac{\partial c}{\partial x} = 0$.

Во втором случае предполагается, что при всех $t \geq 0$ в интервале AB имеет место поток вещества-индикатора, так что в этом интервале $\frac{\partial c}{\partial x} = \alpha$, а в интервалах AC и BD по-прежнему $\frac{\partial c}{\partial x} = 0$. α — параметр, характеризующий приток вещества-индикатора в водоносный горизонт.

Численное решение уравнения (112) выполнено для обоих граничных условий. Результаты решения для граничных условий первого типа представлены в графической форме (рис.19 и 20). Отметим некоторые особенности в распределении концентрации в зависимости от безразмерного времени $\bar{t}$, безразмерных координатах $\bar{x}$ и $\bar{z}$ и безразмерного числа Pe .

1. При $Pe \leq 0,0$ кривые равной концентрации симметричны относительно оси $\bar{z}$. Их растянутасть по оси $\bar{x}$ Вонг и Ченг объясняют тем, что даже при указанном значении Pe дисперсия по оси $\bar{x}$ превышает дисперсию по оси $\bar{z}$. Объяснение не приемлемо, так как оно исключает показанную на рис.19 и 20 симметрию изоконцентрационных кривых.

2. При $Pe > 0,0$ изоконцентрационные кривые сдвигаются в направлении потока. Этот сдвиг выражен тем больше, чем больше скорость фильтрации и соответственно число Pe .

3. Изменение концентрации во времени наблюдается не только при значениях $\bar{x} > 1$, но и при $\bar{x} < 1$, но выражено в различной степени. Через достаточно большое время ($\bar{t} > 10$) распределение концентрации в районе источника становится стационарным. Последнее устанавливается тем быстрее, чем больше число Pe . Однако изоконцентрационные кривые непрерывно сдвигаются вниз по потоку (см. рис.19).

4. Максимум концентрации на глубинах $\bar{z} > 0$ сдвинут в направлении движения подземных вод, причем сдвиг тем больше, чем больше глубина $\bar{z}$ (см. рис.20). При втором граничном условии сдвиг наблюдается даже на глубине $\bar{z} = 0$.

5. Безразмерная концентрация в районе источника убывает с глубиной по вогнутой кривой экспоненциального вида, а за пределами источника зависимость $\bar{c} = f(\bar{z})$ имеет линейный характер.

Как известно, численные решения не обладают общностью, присущей аналитическим решениям. Тем не менее результаты численных решений могут быть использованы для качественного рассмотрения явлений, краевые условия которых подобны краевым условиям модели. Поскольку при численном решении уравнения (112) использованы геометрические, начальные и граничные условия, а также соотношения физических параметров, близкие в некоторых случаях к природным, то результаты решения могут быть полезными при решении вопросов региональной динамики подземных вод.

В заключение раздела рассмотрим пример движения высококонцентрированного рассола в водоносном горизонте, содержащем пресные слабонапорные воды. Это рассмотрение позволит эмпирически выяснить некоторые существенные особенности проявления внешнего источника хлоридных солей в водоносном горизонте в условиях, когда явно сказывается влияние геогравиационного поля.

Шестая модель. Неустановившееся движение рассола от точечного источника в кровле водоносного горизонта, содержащего пресные сла-

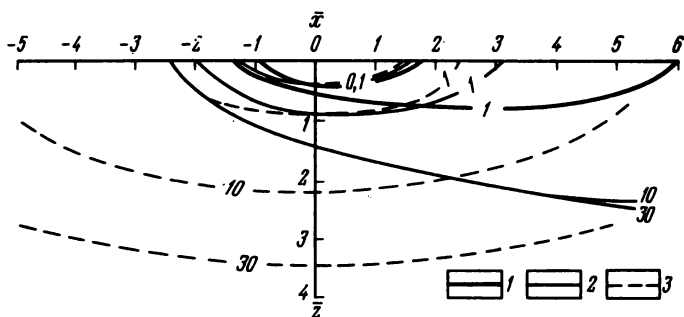


Рис. 19. Линии равной концентрации ($C=0,1$) в разные моменты безразмерного времени (числа в разрывах кривых) при различных значениях числа Re [80].
Значение числа Re :
1—5,0; 2—1,0; 3—0,0

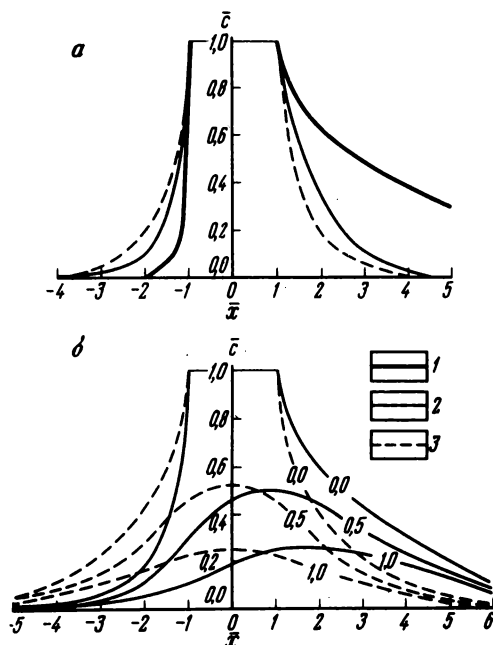


Рис. 20. Распределение концентрации по оси x [80]:
 a —на уровне $z=0$ при безразмерном времени $\bar{t}=1$; b —на различных глубинах $\bar{z}$ (см. числа в разрывах кривых) при безразмерном времени $\bar{t}=5$. Значения числа Re : 1—5,0; 2—1,0; 3—0,0

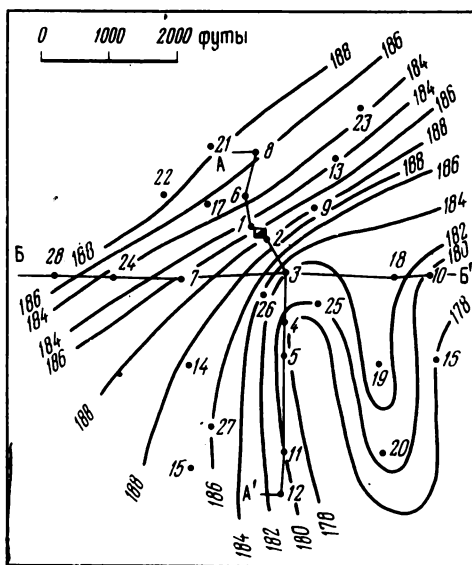
бонапорные воды, характеризует следующий пример из водохозяйственной практики США [82].

В графстве Миллер (юго-запад штата Арканзас), в пределах пойменной террасы р. Ред-Ривер, правобережного притока Миссисипи, в 1957 г. был сооружен испарительный бассейн, в который до 1967 г. сбрасывались нефтяные воды эксплуатационных и разведочных на нефть скважин. Противофильтрационная защита бассейна не была сделана, и поэтому через его дно и стенки к 1970 г. просочилось около $320 \cdot 10^3 \text{ м}^3$ высококонцентрированного рассола (соленость около 85 г/л), обусловившего загрязнение хозяйственно-ценного водоносного горизонта на площади свыше 2,5 км².

В месте сооружения бассейна пойменная терраса имеет ширину около 14 км. Бассейн находится в 1,5 км от западной границы террасы и в 7,5 км западнее русла реки. Терраса сложена голоценовыми аллювиальными осадками мощностью 10–14 м (на площади загрязнения). В нижней части осадки представлены чистыми высокопроницаемыми песками мощностью 7–10 м. Пески перекрываются суглинками и глинами, суммарная мощность которых варьирует от 2,7 до 4,5 м. Залегают пески на плотных глинах эоценового возраста, рельеф поверхности которых характеризует рис. 21. Поверхность полого падает на юго-восток, в южной половине площади она осложнена ложбиной субмеридионального простирания.

К толще песков приурочены слабонапорные пресные подземные воды, уровень которых находится на глубине от 1,5 до 4,5 м ниже поверхности земли. Пьезометрическая поверхность этих вод полого падает в юго-восточном направлении, к руслу р. Ред-Ривер. В ненарушенных условиях уклон поверхности в среднем равен 0,00026. Коэффициент фильтрации песков имеет величину порядка 60 м/сут, скорость фильтрации около 1,5 см/сут.

Рис. 21. Изолинии рельефа водонепроницаемого ложа, расположение и номера скважин [82] (1 фут = 0,3048 м)



Для изучения природы и площадного развития загрязнения в 1969–1970 гг. было сооружено 36 наблюдательных скважин в 28 пунктах (см. рис. 21). В процессе проходки скважин отбирались пробы воды на химический анализ с разных глубин. В последующем пробы периодически отбирались из части разреза песков, прилежащей к водоупорному ложу водоносного горизонта, а в некоторых пунктах и с меньших глубин.

В табл.3 приведены результаты химического анализа рассола, сбрасываемого в бассейн, четырех проб подземных вод, отобранных из скважин в пределах площади загрязнения, и одной пробы из скважины за пределами этой площади.

Таблица 3

Химический состав проб подземных вод (мг/л), отобранных 12–13 января 1972 г. [82].

Компоненты химического состава	Россол в бассейне *	2**	3	11	20	Частная
		20	650	3000	3600	12000
Cl	49000	48000	47500	13500	3700	3,5
SO ₄	1	1	1	200	150	1
NO ₃						1,7
Ca	4800	4440	4480	2120	1016	41
Mg	778	889	1094	705	282	15
Щелочность	110	71	103	328	383	120
Br	570	560	610	162	34	0,81
K	160	140	150	20	8,7	0,8
I	2,8	7,4	8,0	2,7	0,8	0,0
F	2,2	2,2	1,8	0,9	0,2	0,0
Fe	21,0	58,0	60,0	8,4	4,0	1,45
Ba	87,0	76,0	48,0	1,0	1,0	0,12
Sr	256	248	246	25	3	0,02
Zn	0,13	8,4	4,2	1,2	0,86	0,06
Pb	5,8	5,8	5,9	2,5	0,8	0,1
Mn	5,0	6,0	7,0	3,6	2,6	0,02
Ni	1,0	1,1	1,0	0,4	0,2	0,04
Al	2,0	1,5	1,7	1,3	0,90	0,10
B	19,8	20,4	20,6	0,3	0,3	0,2
Сухой остаток	84750	78622	78609	21594	6853	194
pH	7,0	6,5	6,6	6,6	6,9	7,0

* Объемная масса рассола 1,057 г/мл.

** В числителе – номер скважины, в знаменателе – расстояние от бассейна (в футах). Скважины 2, 3 и 11 расположены в основном направлении движения рассола в водном горизонте, скв. 20 – в стороне от этого направления, частная скважина – за пределами площади загрязнения.

На рис.22–25 содержится информация, характеризующая структуру гидродинамического и гидрогеохимического полей аллювиального водоносного горизонта в пределах площади загрязнения в 1970 и 1972 гг. В 1970 г. еще продолжалось поступление рассола в водоносный горизонт из испарительного бассейна и из дефектной нагнетательной скважины, расположенной рядом с бассейном, а в 1971 г., т.е. примерно за год до проведенных наблюдений, поступление рассола прекратилось.

За пределами площади загрязнения пьезометрическая поверхность подземных вод горизонта монотонно снижается в юго-восточном направлении. На площади загрязнения поверхность имеет более сложное строение (см. рис.22). На ней отчетливо различаются локальные депрессии, а в 1970 г. существовало также куполообразное повышение. Депрессии имеют овальную в плане форму, длинные их оси ориентированы вдоль ложбины в кровле эоценовых глин. Куполообразное повышение находится под испарительным бассейном и генетически с ним связано.

Распределение хлоридных ионов в водах горизонта показано на рис.23–25. Косвенно оно указывает на изменение плотности подземных вод в пределах горизонта, так как концентрация хлоридных ионов прямо пропорциональна солёности, а следовательно, и плотности подземных вод. В основании горизонта линии равной концентрации хлоридных ионов имеют в плане оваловидную форму, причем длинные оси овалов ориентированы вдоль ложбины в кровле эоценовых глин (см. рис.23), т.е. аналогично локальным депрессиям пьезометрической поверхности вод горизонта. В вертикальном направлении изохлоры очерчивают обширный несимметричный конус вод с повышенной плотностью, вершина которого примыкает к основанию испарительного бассейна (см. рис.24). Плотность вод возрастает с глубиной. Конус является следствием просачивания концентрированного хлоридного рассола, солёность которого в ходе времени не менялась или менялась незначительно, из испарительного бассейна в водоносный горизонт, а также концентрационной (плотностной) его конвекции в вертикальном разрезе водоносного горизонта. После достижения водоупорного ложа горизонта рассол сползал по наклону последнего к югу вдоль ложбины и растекался в стороны (см. рис.23–25). Вверх по потоку от бассейна формирование конуса сопровождалось, вероятно, локальным подпором вод горизонта даже за пределами распространения в нем вод с повышенной солёностью. Прекращение фильтрации рассола из бассейна повлекло за собой общее снижение уровня подземных вод (см. рис.24), снижение подпора и отжим естественным потоком минерализованных вод в направлении движения потока (см. скв.1 на рис.24, интервал опробования на абс. отм. 204 фута).

Сопоставления рис.22–25 и данных табл.3 позволяют сделать следующие принципиальные выводы.

1. Изохлоры отчетливо и однозначно выявляют динамику вод горизонта в пределах площади загрязнения на разных этапах развития конуса хлоридных вод, т.е. являются своеобразной памятью гидродинамических процессов. Следовательно, в рассматриваемых краевых условиях, для которых характерно наличие сосредоточенного (например, точечного) источника хло-

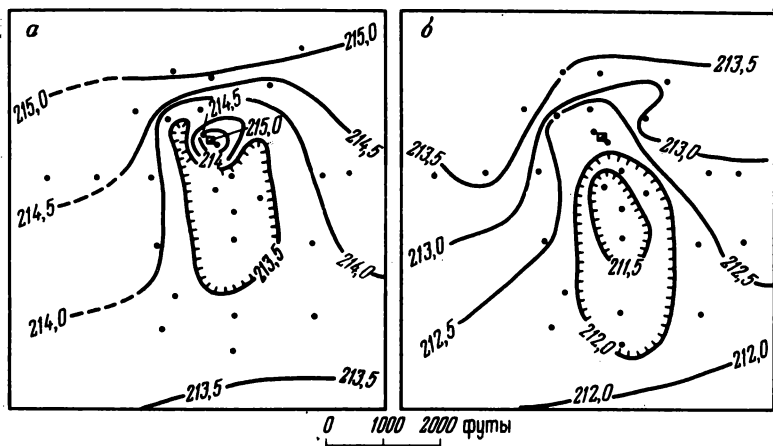


Рис. 22. Пьезометрическая поверхность вод аллювиальных отложений: а – июнь 1970 г.; б – январь 1972 г. [82]

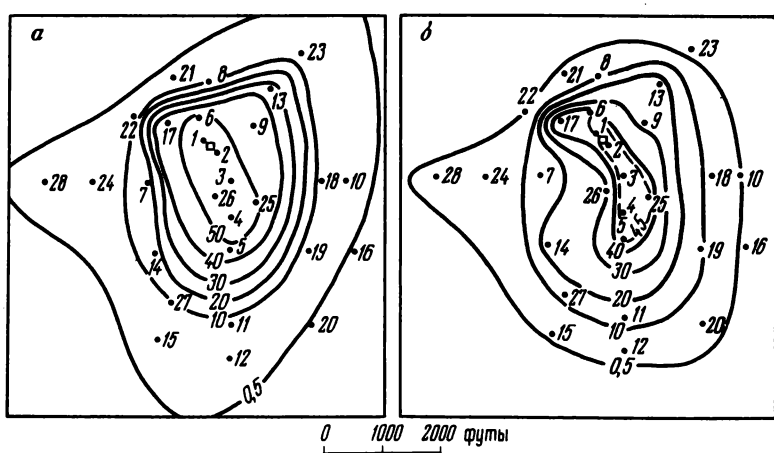


Рис. 23. Линии равной концентрации хлоридных ионов в водах аллювиальных отложений: а – декабрь 1970 г.; б – январь 1972 г. [82]

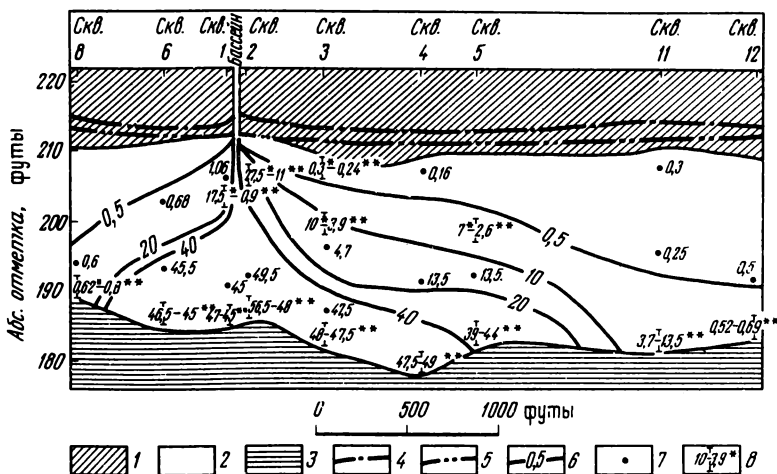


Рис. 24. Меридиональный разрез конуса соленых вод [82]: .

1 — водоупорные отложения кровли горизонта; 2 — пески; 3 — водоупорные отложения подошвы горизонта; 4 — пьезометрический уровень в июне 1970 г.; 5 — то же, в январе 1972 г.; 6 — изолинии концентрации хлоридных ионов, г/л; 7 — места опробования вод в процессе бурения (через забой скважины), число при точке — концентрация хлоридных ионов, г/л; 8 — интервалы опробования вод в процессе бурения, число в разрыве интервала — концентрация хлоридных ионов, г/л; число без звездочки — в процессе бурения, с одной звездочкой — декабрь 1970 г., с двумя звездочками — январь 1972 г.

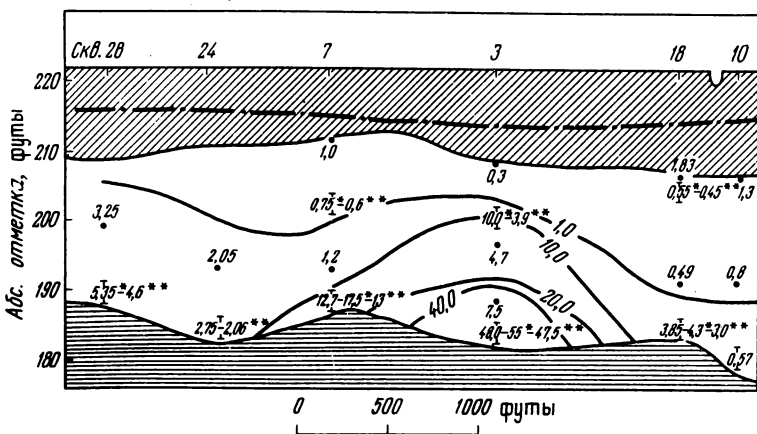


Рис. 25. Широтный разрез конуса соленых вод (обозначения см. на рис. 24)

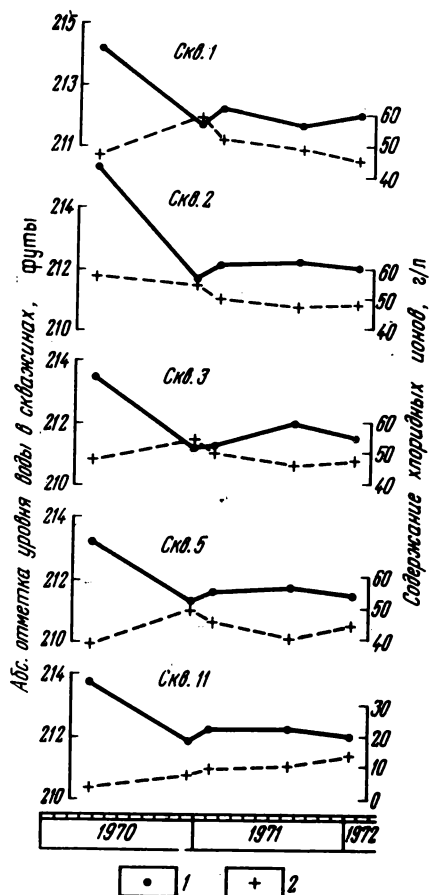


Рис. 26. Варьирование во времени содержания хлоридных ионов в основании водоносного горизонта и уровня воды в наблюдательных скважинах (по данным Fryberger, 1972);

1 – уровень воды; 2 – содержание хлоридных ионов

ридных солей в локальной области создания напора, хлоридные ионы могут быть использованы в качестве гидрогеохимических критериев динамики вод горизонта.

2. Гидрогеохимическое и гидродинамическое поля в пределах площади загрязнения (т.е. распространения хлоридных вод) находятся в тесной зависимости, точно сбалансированы: а) повышение напора в апикальной части конуса обусловило движение хлоридных вод в направлении естественного стока вод горизонта; б) продвижение более тяжелых хлоридных вод в указанном направлении вызвало образование локальных депрессий в пьезометрической поверхности вод горизонта, местоположение которых во времени

меняется вслед за изменением распределения концентрации хлоридных ионов. Этот вывод непосредственно следует из факта совмещения в плане участков локальных депрессий и изолиний наибольших концентраций хлоридных ионов в водах основания водоносного горизонта*. Обоснованность вывода подтверждает рис.26, из которого очевидна тесная временная связь уровней воды в скважинах с содержанием хлоридных ионов в водах горизонта.

3. Концентрация хлоридных ионов в водах горизонта убывает в направлении движения последних вследствие процессов конвективной диффузии и неполного вытеснения пресных вод из всего объема порового пространства. Это очевидно из того, что в рассматриваемых условиях хлоридные ионы являются консервативным компонентом состава подземных вод. Движение (растекание) хлоридных вод происходило не только вниз по естественному потоку вод горизонта, но и в противоположном направлении. Понятно, что продвижение соленых вод в этом направлении оказалось в несколько раз меньше. Распределение концентрации (и плотности) в части конуса, находящейся вверх по потоку, во времени менялось очень мало сравнительно с его частью, находящейся вниз по потоку. Это позволяет говорить о квазистационарном гидродинамическом состоянии конуса вверх по потоку в период работы источника рассолов и нестационарности его части, находящейся вниз по потоку. Судя по постоянству соотношения c_{cl}/c_i бром, иод, фтор, стронций и бор являются консервативными, а магний, кальций и другие элементы — неконсервативными (см. табл.3).

4. Для естественного потока пресных вод горизонта конус соленых вод играл роль локального барьера, обусловившего местный подпор и фильтрацию пресных вод в обход конуса.

Математическое изучение растекания куполов подземных вод проводилось рядом исследователей для вод с одной и той же постоянной плотностью как в конусе, так и за его пределами, т.е. для ситуации, существенно отличающейся от выше рассмотренной. Поэтому в данном рассмотрении результаты этого изучения не используются.

Обратим внимание на принципиальную общность кривых распределения концентрации в направлении движения подземных вод в моделях 5 и 6 типов: в обоих случаях наблюдаются пики концентрации и резко несимметричное ее снижение вверх и вниз по потоку подземных вод. Очевидны и различия: во втором случае поток стратифицирован по плотности, что накладывает специфический отпечаток на структуру гидродинамического и гидрогеохимического полей подземных вод. Отмеченная общность проявляется при весьма различных краевых условиях и, в частности, независимо от геометрических особенностей источника: в первом случае имеем конечный линейный источник, во втором — точку. Это означает, что стягивание линейного источника в точку не влечет за собой принципиального изменения структуры изоконцентрационной кривой, если это не вызывает полного или частичного обращения поля скоростей фильтрации. Такое обстоятельство представляет интерес, поскольку при анализе региональной динамики подземных вод оно

*Степень совмещения, несомненно, была бы значительно выше, если бы изохлоры вычерчивались, исходя из средней концентрации хлоридных ионов в разрезе каждой скважины.

дает основания в определенных случаях рассматривать галогенные формации как точечные источники элементов-индикаторов движения подземных вод.

Рассмотренные модели конвективно-диффузионного массопереноса учитывают краевые условия типичных обстановок нахождения и формирования минерализованных подземных вод в седиментационных бассейнах и достаточны для формулировки основных положений, на которых должно базироваться использование гидрогеохимических показателей для решения вопросов региональной динамики подземных вод.

ГИДРОГЕОХИМИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ РЕГИОНАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ

Гидрогеохимическими критериями региональной динамики подземных вод могут быть только такие компоненты состава подземных вод, пространственное распределение которых обусловлено процессами конвективно-диффузионного или диффузионного массопереноса, ибо только в этих случаях в потоках подземных вод наблюдается градиентное распределение концентрации элементов-индикаторов направления движения подземных вод.

В качестве критериев могут быть использованы консервативные и неконсервативные компоненты состава подземных вод. Градиентное распределение растворенного консервативного вещества может быть следствием: 1) гидродинамической продольной дисперсии этого вещества в направлении движения подземных вод, которая наблюдается только в пределах конвективно-диффузионной зоны; последняя в ходе времени фильтрационно смещается к области разгрузки подземных вод и по достижении ее прекращает свое существование; 2) поступления или выхода консервативного вещества за границы водоносного горизонта по механизму поперечной гидродинамической дисперсии (редко) или по механизму молекулярной диффузии. За пределами конвективно-диффузионной зоны это основная причина градиентного распределения консервативного вещества. Безградиентное распределение может иметь место в случаях, когда время пребывания подземных вод в пластовых условиях столь мало, что сравнительно медленные диффузионные процессы не успеют проявиться количественно значимо.

Градиентное распределение растворенного неконсервативного вещества может быть следствием: 1) гидродинамической продольной дисперсии этого вещества в направлении движения подземных вод; 2) поступления или выхода неконсервативного вещества за границы водоносного горизонта по механизму поперечной гидродинамической дисперсии (редко) или по механизму молекулярной диффузии; 3) химических или физико-химических реакций внутри водной фазы водного горизонта; 4) химического или физико-химического взаимодействия (химические реакции, поверхностная и объемная сорбция и десорбция) неконсервативных компонентов водной фазы с веществом твердой фазы. Нестабильность неконсервативных компонентов затрудняет в общем случае интерпретацию и использование данных об их пространственном распределении для решения вопросов региональной динамики. Интерпретация становится менее трудной, если неконсервативные компоненты в направлении движения подземных вод только поглощаются или только выде-

ляются твердой фазой. В общем случае такое их поведение не является правилом — в одном и том же бассейне в разных водоносных его горизонтах судьба одного и того же неконсервативного компонента может быть различной, — поэтому доминирующее значение приобретают в качестве гидрогеохимических критериев компоненты консервативные.

В седиментационных бассейнах, в пределах которых соленость, а следовательно, и плотность пластовых вод варьируют в достаточно широких пределах, практически распространены только хлоридные воды. Основным компонент их анионного состава (хлоридные ионы) является типичным консервативным компонентом в термодинамических условиях, свойственных всем без исключения седиментационным бассейнам. Ниже уровня грунтовых вод хлоридные соли не выпадают в осадок и не образуют геохимически значимых изоморфных примесей в осадках других солей, они практически не сорбируются минеральным и органическим веществом горных пород. Это означает, что по своим физико-химическим свойствам хлоридные ионы могут служить идеальными природными трейсерами региональных потоков подземных вод.

Другие компоненты состава подземных вод в различных термодинамических и геохимических обстановках обладают разной химической активностью и могут быть в одних реальных обстановках консервативными, а в других — неконсервативными [1].

Пластовые хлоридные воды генетически (по своему химическому составу) являются следствием: а) захоронения хлоридных вод поверхностных водоемов (воды морских бассейнов, рапы солеродных водоемов); б) диффузионного засоления пластовых вод любого первоначального состава хлоридными солями, переходящими в водную фазу вследствие растворения или диффузионного выщелачивания галогенных формаций (каменные и калийные соли, гипсы и ангидриты, засоленные глины). Площади распространения галогенных формаций варьируют в очень широких пределах, достигая в некоторых бассейнах 1 млн. км² (цехштейновые соли Западной Европы и Северного моря). Засоленные или загипсованные водоносные породы встречаются значительно реже и имеют, как правило, локальное распространение.

Изучение региональной динамики седиментационных вод морского генезиса можно производить на основе теории потенциальных течений, учитывая при этом гидрогеохимические следствия процессов конвективно-диффузионного массопереноса, рассмотренные при анализе моделей первого, четвертого и пятого типов.

Захороненная рапа солеродных водоемов геологически длительно сохраняется только в условиях, которые исключают макроскопические гидродинамические или диффузионные процессы. В региональные гидродинамические процессы рапа, как правило, не вовлекается.

Так, на первое место по своей значимости выходят хлоридные пластовые воды, генетически связанные с галогенными формациями. Условия их залегания охарактеризованы выше. При анализе региональной их динамики необходимо учитывать гидрогеохимические следствия процессов массопереноса, установленные при рассмотрении моделей 3–6 типов.

Из этого рассмотрения, в частности, следует, что концентрация консервативных компонентов в направлении движения пластовых вод может

увеличиваться или уменьшаться. Она возрастает в том случае, если пластовые воды в процессе своего продвижения по пласту попадают в контуры влияния внешних источников этих компонентов (см. модель 3 массопереноса). Она уменьшается во всех случаях, когда пластовые воды перемещаются от внешних источников этих компонентов (см. 4–6 модели массопереноса).

Два последних вывода являются основой для использования гидрогеохимических показателей в качестве критериев региональной динамики подземных вод.

Поскольку концентрация консервативных компонентов в направлении движения подземных вод может и увеличиваться и уменьшаться, то возникает вопрос: как в конкретном случае установить гидродинамическое значение увеличения (уменьшения) концентрации консервативных компонентов?

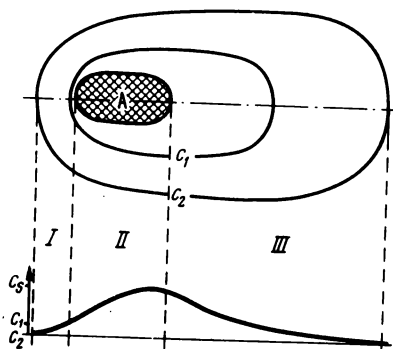
Необходимо в связи с этим подчеркнуть, что использование гидрогеохимических критериев региональной динамики подземных вод без одновременного глубокого анализа геоструктурных, геолого-литологических, палеогеографических и, разумеется, гидрогеологических условий изучаемого бассейна научно не оправдано. Их использование в комплексе с другими подходами будет, несомненно, плодотворным как в настоящее время, так и в будущем. Выше было установлено, что анализ гидродинамической структуры бассейнов, содержащих пластовые воды с переменной в пространстве плотностью, на основе "приведенных давлений" А.И.Силина-Бекчурина или "силового потенциала" К.Хабберта теоретически не оправдано. Сейчас это осознано многими. Фактически уже начались поиски новых решений (И.И.Крашин, Э.Б.Чекалюк, Де Йонг и др.), и они в скором времени, несомненно, будут найдены. Прогресс в этом направлении зависит от творческой работы квалифицированных математиков. До появления же новых решений можно основываться на методе "приведенных давлений", как самом первом приближении к решению проблемы. Но полученные на основе этого метода гидродинамические выводы должны находиться в соответствии с выводами, полученными на основе гидрогеохимических критериев. Противоречивость выводов следует воспринимать как указание на неправомерность в первую очередь гидродинамических выводов и на необходимость более глубокого изучения и анализа реальной ситуации. Но и в будущем, когда будут созданы новые методы решения проблем региональной динамики подземных вод, гидрогеохимические критерии не потеряют своего значения: любые региональные гидродинамические построения, выполненные на основании только гидродинамических подходов, должны быть проверены на основе негидродинамических признаков подземных вод — гидрогеохимических, геотермических, радиоизотопных и пр. Только в этом случае они приобретут необходимую достоверность.

Возвратимся к поставленному выше вопросу. Ответ на него будем искать для основного консервативного компонента состава пластовых вод — хлоридных ионов, основываясь на моделях массопереноса 4–6 типов. Из них следует, что в пределах площади распространения водоносного горизонта изоконцентрационные кривые хлоридных ионов располагаются резко несимметрично относительно внешнего источника хлоридных ионов: они уxo-

ходят далеко вниз в направлении регионального потока пластовых вод и приближены к границе галогенной формации вверх по потоку пластовых вод (рис.27).

Рис. 27. Идеализированная схема и продольный разрез изоконцентрационных кривых хлоридных ионов в водоносном пласте, состав воды которого формируется под влиянием галогенной формации:

А — галогенная формация; c_1, c_2 — изолинии хлоридных ионов ($c_1 > c_2$)



Кроме того, в пределах одного и того же водоносного горизонта (комплекса) градиент концентрации хлоридных ионов выше в областях, в пределах которых пластовые воды движутся в направлении к внешним источникам хлоридных ионов, и соответственно ниже в областях, где пластовые воды движутся от внешних источников хлоридных ионов.

Для большинства бассейнов в настоящее время известно положение в разрезе галогенных формаций, основных источников хлоридных ионов, и вероятных областей питания подземных вод. Например, в Юго-западной части обширного Среднерусского бассейна источником хлоридных ионов являются галогенные формации девонского возраста*, а вероятной областью питания — Воронежский свод. Региональные области и локальные очаги разгрузки глубоких пластовых вод находятся в основном на северо-западе бассейна. Они установлены по комплексу гидрогеологических признаков. В этой ситуации нетрудно установить области, в пределах которых пластовые воды движутся в направлении увеличения в них концентрации хлоридных ионов, и области, в пределах которых они движутся в направлении снижения концентрации последних. Изопьезы и изохлоры, вычерченные для различных водоносных комплексов [83], рисуют более или менее однотипную картину региональной динамики пластовых вод. Однако интерпретация ее не может быть строго однозначной. За время порядка 10^4 лет альтитуда Балтийского кристаллического щита изменилась на несколько сот метров, в связи с чем резко снизилась разница альтитуд областей питания и разгрузки пластовых вод. Падение пьезометрических поверхностей и снижение концентрации хлоридных ионов

*Оконтуренная площадь распространения солей морского возраста вероятно значительно меньше сравнительно с первоначальной площадью их распространения. Краевые части соляных залежей, по-видимому, нацело выщелочены.

ридных ионов в северо-западном направлении можно интерпретировать по-разному: а) они отражают современную региональную динамику пластовых вод; б) представляют собой реликт доголоценовой ситуации, когда Балтийский щит был погружен на значительную глубину. Время релаксации пластовых давлений ($t^p \geq 30$ тыс. лет) превышает длительность голоцена (10 тыс. лет), поэтому вторая интерпретация в какой-то мере также вероятна. Речь при этом идет о региональных процессах стока, не исключающих локальную разгрузку подземных вод, как, например, в Старой Руссе.

Столь же ясной представляется ситуация с региональной динамикой пластовых вод мезозойских отложений Западно-Сибирского бассейна. Отметки гидроизопьез и концентрация хлоридных ионов согласно снижаются к северу. Вероятным источником хлоридных ионов являются галогенные породы палеозойского возраста, залегающие в грабенообразных впадинах поверхности фундамента в южной половине бассейна [47]. Региональная структура поля хлоридных вод очень хорошо согласуется с моделью массопереноса, включающей продольную гидродинамическую дисперсию хлоридных ионов и молекулярно-диффузионный их перенос в породы кровли и подошвы основного водоносного горизонта. Поскольку пластовые воды бассейна имеют относительно невысокую соленость, вероятная погрешность метода приведенных давлений здесь минимальна, а согласованность гидроизопьез и изолиний концентрации хлоридных ионов указывает на надежность гидрогеохимических критериев как трейсеров региональной динамики подземных вод.

Особую группу образуют бассейны, в пределах которых распространены высококонцентрированные хлоридные пластовые воды, а соленосные формации не установлены. К таким бассейнам относятся некоторые бассейны второго порядка Волго-Уральской области, Мангышлака, Устьурта и пр. О региональной динамике пластовых вод таких бассейнов единой точки зрения не существует. Детальный гидрогеохимический анализ макро- и микрокомпонентного состава пластовых вод указывает на то, что: а) состав этих вод генетически связан с эвапоритовыми формациями и по основным показателям чужд вмещающим их породам, а также палеогеографическим обстановкам формирования последних; б) воды геологически длительное время находились в условиях, затруднявших или исключавших их обессоливание за счет молекулярно-диффузионного переноса в зону активного водообмена или за счет вытеснения менее минерализованными водами. В отношении бассейнов Волго-Уральской области А.И.Чистовским было высказано предположение, что пермские отложения здесь включали относительно маломощные соленосные образования, которые после их образования подвергались полному растворению подземными водами [84]. Выполненные им расчеты массопереноса с учетом палеогеографической истории развития области указывают на правдоподобность предположения. Исходя из последнего, следует думать, что наблюдаемое распределение солености и плотности пластовых вод области отражает геологически длительные процессы массопереноса в гидродинамически изолированной (имеются в виду палеозойские водоносные комплексы) от прилегающих бассейнов и Уральской горно-складчатой области структуре. Движение вод в такой ситуации может иметь место только в направлении снижения солености, а следовательно и концентрации хло-

ридных ионов. На основании имеющихся мелкомасштабных гидрогеохимических карт можно сделать вывод о том, что: а) региональные зоны разгрузки и питания подземных вод палеозойских отложений Волго-Уральской области отсутствуют; б) основное значение в формировании гидродинамической структуры области имеют локальные очаги питания и разгрузки. Выводы эти с учетом всей совокупности геологических и гидрогеологических данных были сделаны в 1956 г. В.А.Кротовой [51] и нашли подтверждение и дальнейшее развитие в работах М.И.Зайдельсона [52]. Обоснование очагового питания и разгрузки пластовых вод эти исследователи делают на основе гидрогеохимических и геотермических показателей. Для решения вопросов региональной динамики гидрогеохимические критерии не привлекаются.

Выполненное теоретическое обоснование гидрогеохимических критериев региональной динамики подземных вод седиментационных бассейнов на основе физико-химической гидродинамики представляется нам достаточным для широкого использования этих критериев в регионально-гидрогеологических исследованиях. Несомненно, однако, что потребуются дополнительная работа многих исследователей по дальнейшему развитию теоретических основ изложенной методики для того, чтобы учесть все разнообразие реальных обстановок нахождения пластовых вод с переменной в пространстве плотностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подземные воды любого седиментационного бассейна есть явление историко-геологическое: они имеют начало, они непрерывно изменяются в ходе геологического времени под влиянием планетарных, региональных и локальных физических полей. В термодинамическом отношении подземные воды представляют собой открытые системы и поэтому конечной, реально достижимой стадией их эволюции является стационарное неравновесное состояние. Эволюция осуществляется посредством необратимых неравновесных процессов переноса энергии, массы и импульса, определяющих энергетическую, геохимическую и динамическую историю подземных вод.

Все эти процессы являются кинетическими, или релаксационными: в уравнения, их описывающие, явным образом входит время. Причиной они связаны с тепловым хаотическим движением частиц — неотъемлемым свойством материи. По этой причине релаксация — всюдный самопроизвольный процесс, свойственный всем реальным телам, включая подземные воды. В кинетическом плане релаксационные процессы характеризуются временами релаксации. В подземной гидросфере характерные времена релаксации варьируют для различных ее физических параметров от ничтожных долей секунды до периодов геологического времени. В общем случае справедлив ряд: $\tau_{\text{диффузионной релаксации скорости фильтрации}} \ll \tau_{\text{упругой релаксации пластового давления}} \ll \tau_{\text{диффузионной релаксации температуры}} \ll \tau_{\text{диффузионной релаксации концентрации}}$. Это означает, что релаксация подземной гидросферы — процесс многоступенчатый и по этой причине не может быть охарактеризован одним числом, одним параметром. Реально одни физические параметры подземных вод могут находиться в стационарном или квазистационарном состоянии, а другие — в большом удалении от него.

Релаксационные процессы в подземной гидросфере — внутренние процессы. Направление и интенсивность этих процессов зависят от граничных условий, которые меняются в ходе геологического времени в связи с геолого-структурной и палеогеографической эволюцией седиментационных бассейнов. Поэтому изучение эволюции подземной гидросферы должно основываться на двух взаимно дополняющих друг друга подходах: кинетическом и историко-геологическом. Первый подход является основой для изучения внутренних процессов в подземной гидросфере, второй — основой для реконструкции граничных условий этих процессов, т.е. основой для изучения зависимости последних от внешних событий.

Пластовые давления в вертикальном разрезе седиментационных бассейнов релаксируют к теоретической кривой гидростатического давления. Расхождение эмпирической и теоретической эпюр пластового давления с глубиной уменьшается из-за снижения в этом направлении относительного значения дезиатора вязких напряжений. Характерные времена релаксации пластовых давлений в вертикальном направлении зависят от проницаемости водупорных отложений. Поскольку последним свойственны начальные градиенты напора, то сквозьпластовое гидравлическое перетекание пластовых вод,

как правило, отсутствует, а основное значение приобретают процессы протекания пластовых вод через гидрогеологические окна и процессы молекулярной миграции молекул воды (осмос, термоосмос).

Изучение региональной динамики пластовых вод с переменной в пространстве плотностью производится в настоящее время на основе теории потенциальных полей, что теоретически неоправдано. Гидродинамические построения не подвергаются при этом проверке на основе негидродинамических признаков пластовых вод, что необходимо делать, учитывая сложность гидродинамической структуры бассейнов подземных вод, при любом методе гидродинамических построений.

Концентрационная диффузия и конвективная диффузия — две основные формы массопереноса в подземной гидросфере. Первая доминирует в вертикальном разрезе седиментационных бассейнов, вторая — при пластовом движении подземных вод. Времена релаксации этих процессов различаются на несколько порядков величины, тем не менее основная особенность движений в подземной гидросфере (мерилом ее продолжительности является геологическое время) определяет соизмеримую роль конвективной и концентрационной диффузии в формировании гидрогеохимических полей не только седиментационных бассейнов в целом, но и водоносных горизонтов и комплексов.

Теоретический анализ показывает, что гидрогеохимические поля водоносных горизонтов являются следствием внутрипластовых процессов конвективной диффузии, на которые накладываются одновременно протекающие процессы концентрационно-диффузионного переноса растворенных веществ через кровлю и подошву водоносных горизонтов, с одной стороны, и процессы взаимодействия этих веществ с твердой фазой водоносных горизонтов (химические реакции, сорбция — десорбция, выщелачивание или растворение) — с другой. Это обстоятельство позволяет рассматривать наблюдаемое в водах водоносного горизонта распределение химических элементов как память гидродинамических процессов. Основное диагностическое значение имеет при этом наличие градиентов концентрации консервативных химических элементов в направлении движения подземных вод, неизбежное теоретически и отчетливо обнаруживаемое эмпирически. На этой основе может быть развито представление о гидрогеохимических критериях региональной динамики подземных вод.

Последние необходимо применять в качестве средства эффективного контроля правильности гидродинамических построений, которые следует рассматривать как правдоподобные только в том случае, если они не противоречат выводам, сделанным на основе гидрогеохимических рассмотрений. При этом предполагается, что гидрогеохимические критерии должны применяться на фоне углубленного геоструктурного, геолого-литологического, палеогеографического и гидрогеологического анализов обстановок нахождения пластовых вод.

Таким образом, гидродинамические построения, контроль их по гидрогеохимическим показателям и релаксационная оценка должны составлять три стороны современного подхода к изучению региональной динамики подземных вод седиментационных бассейнов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смирнов С. И. Введение в изучение геохимической истории поземных вод седиментационных бассейнов. М., "Недра", 1974, 264 с.
2. Хаазе Р. Термодинамика необратимых процессов. Пер. с нем. М., "Мир", 1967, 544 с.
3. Радушкевич Л. В. Курс термодинамики. М., "Просвещение", 1971, 238 с.
4. Базаров И. П. Термодинамика. Л., Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1961, 292 с.
5. Де Гроот С., П. Мазур. Неравновесная термодинамика. Пер. с англ. М., "Мир", 1964, 456 с.
6. Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С. Математическое моделирование в биофизике. М., "Наука", 1975, 343 с.
7. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флюктуаций. М., "Мир", 1973, 280 с.
8. Пригожин И., Николис Ж. Биологический порядок, структура и неустойчивость. — "Успехи физич. наук", 1973, т. 109, вып. 3, с. 517—544.
9. Силин В. П. Введение в кинетическую теорию газов. М., "Наука", 1971, 332 с.
10. Либов Р. Введение в теорию кинетических уравнений. Пер. с англ. М., "Мир", 1974, 371 с.
11. Арсенин В. Я. Методы математической физики и специальные функции. М., "Наука", 1974, 432 с.
12. Гуревич Л. Э. Основы физической кинетики. Л. — М., Гостехиздат, 1940, 243 с.
13. Дьярмати Н. Неравновесная термодинамика. Пер. с англ. М., "Мир", 1974, 304 с.
14. Зубарев Д. Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М., "Наука", 1971, 416 с.
15. Левич В. Г. Введение в статистическую физику. Изд 2-е. М., Гостехтеоретиздат, 1954, 528 с.
16. Гуров К. П. Основания кинетической теории. М., "Наука", 1966, 351 с.
17. Постников В. С. Релаксация — источник информации о внутренних свойствах твердых тел. — В кн.: Релаксационные явления в твердых телах. М., "Металлургия", 1968, с. 11—30.
18. Малкин О. А. Импульсный ток и релаксация в газе. М., Атомиздат, 1974, 280 с.
19. Meixner J. Reik H. G. Thermodynamik der irreversiblen Prozesse. "Handbuch der Physik" B. 111/2, 1959, s. 413—523.
20. Уленбек Дж., Форд Дж. Лекции по статистической механике. Пер. с англ. М., "Мир", 1965, 307 с.
21. Малкин О. А. Кинетика релаксационных процессов в газе. М., 1968, 155 с.
22. Дзялошинский И. Е., Климонтович Ю. Л. Релаксация. — "Физ. энциклопед. словарь", 1965, т. 4, с. 412—413.
23. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике М. — Л., Гостехтеоретиздат, 1946, 118 с.
24. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., "Наука", 1964, 567 с.
25. Зубарев Д. Н. Релаксация. БСЭ, т. 21. Изд. 3-е, 1975, с. 622—623.
26. Честер Дж. Теория необратимых процессов. Пер. с англ. М., "Наука", 1966, 111 с.
27. Рейнер М. Реология. Пер. с англ. М., "Наука", 1965, 224 с.
28. Клайн С. Дж. Подобие и приближенные методы. Пер. с англ. М., "Мир", 1968, 302 с.
29. Коган Б. Ю. Размерность физической величины. М., "Наука", 1968, 72 с.
30. Павловский Н. Н. Теория движения грунтовых вод под гидротехническими сооружениями. М., "Наука", 1956, с. 3—352.
31. Линецкий В. Ф. Аномальное пластовое давление как критерий времени формирования нефтяных залежей. В кн.: Проблема миграции нефти и формирования нефтяных и газовых скоплений. М., Гостоптехиздат, 1959, с. 121—136.
32. Киссин И. Г. Гидродинамические аномалии в подземной гидросфере на примере Восточно-Предкавказского артезианского бассейна. М., "Наука", 1967, 134 с.

33. Щелкачев В. Н. Разработка нефтеводоносных пластов при упругом режиме. М., Гостоптехиздат, 1959, 467 с.
34. Корценштейн В. Н. Гидрогеология нефтегазовых месторождений и разведочных площадей Южного Мангышлака и сопредельных районов Устюрта. М., "Недра", 1972, 350 с.
35. Гухман А. А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло-массообмена. М., "Высшая школа", 1967, 303 с.
36. Бенсон С. Основы химической кинетики. Пер. с англ. М., "Мир", 1964, 603 с.
37. Еремин Е. Н. Основы химической кинетики в газах и растворах. М., Изд-во МГУ, 1971, 384 с.
38. Колдин Е. Быстрые реакции в растворе. Пер. с англ. М., "Мир", 1966, 310 с.
39. Скибида И. П., Майзус Э. К., Эмануэль Н. М. Кинетические закономерности гомогенных реакций в реакторах идеального перемешивания. — "Успехи химии", 1969, т. 38, вып. 1, с. 3–40.
40. Зельдович А. Б., Мышкис А. Д. Элементы математической физики. М., "Наука", 1973, 351 с.
41. Морс Ф., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М., Изд-во иностр. лит., т. 1, 1959, 930 с., т. 2, 1960, 886 с.
42. Фридман А. Уравнения с частными производными параболического типа. Пер. с англ. М., "Мир", 1968, 428 с.
43. Лыков А. В. Теплообмен. М., "Энергия", 1972, с. 99–132.
44. Eckart E. R. G., Drake R. M. Analysis of heat and mass transfer. NY, 1972, 806 p.
45. Веригин Н. Н., Зубов Л. Б. О влиянии сил инерции на напорную фильтрацию воды в грунтах. — "Тр. ВОДГЕО. Инж. гидрогеология", 1969, вып. 22, с. 62–65.
46. Смирнов С. И. О механизме формирования гидрогеохимической структуры Московского артезианского бассейна. — "Вопросы гидрогеологии и инж. геологии", 1971, № 21, с. 12–36.
47. Смирнов С. И. Происхождение солености подземных вод седиментационных бассейнов. Анализ проблемы методами термодинамики и физико-химической гидродинамики. М., "Недра", 1971, 216 с.
48. Смирнов С. И. Некоторые вопросы региональной динамики подземных вод в связи с гидрогеохимическими закономерностями. — "Бюлл. МОИП. Отд. геол.", 1970, т. XLV (5), с. 118–131.
49. Инженерно-геологические особенности хвалыньских глинистых пород в связи с условиями их формирования. — "Тр. Лабор. гидрогеол. проблем им. Ф. П. Саваренского АН СССР", 1956, т. 13, 152 с. Авт.: В. А. Приклонский, И. М. Горькова, Н. А. Окнина и др.
50. Силин-Бекчурин А. И. Формирование подземных вод северо-востока Русской платформы и западного склона Урала. — "Тр. Лабор. гидрогеол. проблем им. Ф. П. Саваренского АН СССР", 1949, вып. 1У, 160 с.
51. Кротова В. А. Волго-Уральская нефтеносная область. Тр. ВНИГРИ, нов. сер., Гидрогеология, вып. 94, Гостоптехиздат, 1956, 256 с.
52. Зайдельсон М. И. О природных водонапорных системах нефтегазоносных бассейнов платформенного типа (на примере юго-востока Русской платформы). — "Тр. Куйбышевского научно-иссл. ин-та нефт. пром-сти", 1969, вып. 43, с. 57–74.
53. Ward L. K. The occurrence, composition, testing and utilisation of underground water in South Australia, and the search for further supplies. Geol. Survey of South Australia, Bull., N 23, 1946, 281 p.
54. Jones P. H. Hydrodynamics of geopressure in the Northern Gulf of Mexico basin. J. Petrol. technology, 1969, v. 21, N 7, pp. 803–810.
55. Hubbert M. K., Rubey W. W. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting. Bull. Geol. Soc. Amer., 1959, v. 70, N 2, p. 115–206.
56. Албул С. П. Рудопоисковая гидрогеохимия. М., 1969, 342 с. (Ун-т Дружбы народов им. Лумумбы).
57. Веригин Н. Н., Шержуков Б. С. Диффузия и массообмен при фильтрации жидкостей в пористых средах. — В кн.: "Развитие исследований по теории фильтрации в СССР". М., 1969, с. 237–313.
58. Бочевер Ф. М., Орадовская А. Е. Гидрогеологическое обоснование защиты подземных вод и водозаборов от загрязнений. М., "Недра", 1972, 129 с.
59. Гольдберг В. М. Гидрогеологические прогнозы движения загрязненных подземных вод (методические рекомендации). М., "Недра", 1973, 170 с.
60. Бурштар М. С. Основы теории формирования залежей нефти и газа. М., "Недра", 1973, 256 с.

61. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. Изд. 2-е. М., Физматгиз, 1959, 700 с.
62. Померанцев А. А. Курс лекций по теории теплообмена. М., "Высшая школа", 1965, 350 с.
63. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М., "Наука", 1973, т. 1, 536 с, т. II, 584 с.
64. Day P. R. Dispersion of moving salt-water boundary advancing through saturated sand. *Am. Geophys. Union, Trans.*, 1956, v. 37, N 5, pp. 595–601.
65. Fried I. I., Combarnous M. A. Dispersion in porous media. "Advances in hydroscience", v. 7, 1971, NY–L, pp. 170–282.
66. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. Изд. 2-е. М., "Высшая школа", 1973, 296 с.
67. Пашковский И. С., Рошаль А. А., Шестаков В. М. Роль конвекционного и диффузионного переноса в подземных водах. — "Бюл. МОИП. Отд. геол.", 1973, вып. 4, с. 139–140.
68. Эверев В. П. О механизме массопереноса растворенного вещества в верхних частях земной коры. — "Докл. АН СССР", 1972, т. 206, № 6, с. 1449–1452.
69. Гребер Г., Эрк С., Григуль У. Основы учения о теплообмене. М., Изд-во иностр. лит., 1958, 566 с.
70. Касаткин А. Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. Изд. 8-е. М., "Химия", 1971, 874 с.
71. Bear I. Hydrodynamic dispersion. "Flow through porous media", NY, 1969, p. 109–149.
72. Механика насыщенных пористых сред. М., "Недра", 1970, 335 с. Авт.: В. Н. Николаевский, К. С. Басниев, А. Т. Горбунов и др.
73. Зельдович Я. Б., Мышкис А. Д. Элементы прикладной математики. М., "Наука", 1971, 517 с.
74. Bird R. B., Stewart W. E., Lightfoot E. N. Notes on transport phenomena. NY, 1958, 455 p.
75. Sverdrup H. U., Johnson M. W., Fleming R. H. The oceans. NY, 1957, 1087 p.
76. Аксельруд Г. А., Лысянский В. М. Экстрагирование. Система твердое тело–жидкость. Л., "Химия", 1974, 254 с.
77. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сухомел А. С. Теплопередача. Изд. 2-е. М., "Энергия", 1969, 340 с.
78. Crank J. Mathematics of diffusion. London, 1956, 348 p.
79. Marino M. A. Distribution of contaminants in porous media flow. "Water Resources Research", 1974, v. 10, N 5, pp. 1013–1018.
80. Wang M., Cheng R. T. A study of convective–dispersion equation by isoparametric finite elements. *J. of hydrology*, 1975, v. 24, N 1/2, p. 45–56.
81. Erh K. T., Nielsen D. R., Biggar J. W. Two dimensional heat transfer in porous media with steady-state water flow. *Soil Science Society Amer. Proc.*, 1971, v. 35, N 2, pp. 209–214.
82. Fryberger J. S. Rehabilitation of a brine-polluted aquifer. Washington, 1972, 60 p.
83. Мухин Ю. В. Основные результаты глубинных гидрогеологических исследований в Среднерусском седиментационном бассейне в связи с оценкой перспектив его газонефтеносности. — В кн.: Гидрогеология газоносных районов Советского Союза. Кн. 3. М., 1970, с. 157–295.
84. Чистовский А. И. К вопросу о формировании пластовых вод юго-востока Русской платформы. — В кн.: Вопросы нефтяной гидрогеологии. Куйбышев, 1972, с. 45–66.

Оглавление

Предисловие	3
Глава 1. Релаксационные процессы в региональной гидрогеологии	5
Подземная гидросфера как термодинамическая система	5
Кинетическое уравнение	14
Оценка характерных времен релаксации	21
Уравнения переноса и их особенности	27
Модели переноса, завершающегося равновесным и неравновесным состояниями	29
Историко-геологический и релаксационный аспекты изучения эволюции подземной гидросферы	35
Времена релаксации основных физических параметров подземной гидросферы	40
Глава 2. Гидрогеохимические критерии региональной динамики подземных вод	50
Уравнение конвективно-диффузионного массопереноса	52
Модели конвективно-диффузионного массопереноса	74
Гидрогеохимические критерии региональной динамики	94
Заключение	100
Список литературы	102

Серафим Иванович Смирнов

РЕГИОНАЛЬНАЯ ДИНАМИКА ПОДЗЕМНЫХ ВОД СЕДИМЕНТАЦИОННЫХ БАССЕЙНОВ

Редактор издательства *Л. Г. Китаенко*
 Переплет художника *И. А. Семенцова*
 Художественный редактор *Е. Л. Юрковская*
 Технический редактор *Н. В. Балашова*
 Корректор *А. П. Стальнова*

Слано в набор 29.11.78 Подписано в печать 16.10.79 Т-14390 Формат 60х90 ¹/₁₆
 Бумага офсетная Печать ротaпpинт Печ.л. 6,5 Уч.-изд.л. 7,56 Тираж 1000 экз.
 Заказ 4422/12189-2 Цена 1 р. 10 к.

Издательство "Недра", 103633, Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19

Московская типография № 9 Союзполиграфпрома при Государственном Комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли

Москва Ж-33, Волочаевская ул., 40