

550
В17



МИНИСТЕРСТВО ГЕОЛОГИИ
И ОХРАНЫ НЕДР СССР

Л. Л. ВАНЬЯН, Л. З. БОБРОВНИКОВ

**ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА
ПО МЕТОДУ СТАНОВЛЕНИЯ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

ГОСГЕОЛТЕХИЗДАТ

УД
УДТ
2004

550
В17

МИНИСТЕРСТВО ГЕОЛОГИИ И ОХРАНЫ НЕДР СССР
ОТДЕЛ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ВИМС

Л. Л. ВАНЬЯН, Л. З. БОБРОВНИКОВ

ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА
ПО МЕТОДУ СТАНОВЛЕНИЯ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

ТЕХНИЧЕСКАЯ СЕРИОТЕНЬ	1
Шифр	
Изм. №	135390 132



ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛИТЕРАТУРЫ ПО ГЕОЛОГИИ И ОХРАНЕ НЕДР
МОСКВА 1963

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последние годы в связи с постоянно растущими потребностями народного хозяйства в минерально-сырьевой базе разрабатываются и внедряются новые мобильные эффективные методы геофизических исследований. Актуальной задачей при этом является разработка новых методов геофизической разведки для глубинного исследования обширных труднодоступных районов страны, а также для районов, где применение ранее разработанных методов (сейсморазведка, электроразведка на постоянном токе) ограничивалось.

Одним из новых перспективных методов геофизической разведки, особенно при производстве работ на нефть и газ, является рассматриваемый в настоящей работе метод становления магнитного поля, теоретические основы которого были заложены А. Н. Тихоновым в 1946 г. Этот метод разрабатывался в течение последних пяти лет во Всесоюзном научно-исследовательском институте геофизических методов разведки (ВНИИГеофизика) при непосредственном участии авторов.

В работе авторам помогали советами и ценными указаниями А. М. Загармистр, М. Н. Бердичевский, Е. И. Терехин, за что авторы выражают им глубокую благодарность.

Глава III (§3—9) написана Л. З. Бобровниковым, остальные главы — Л. Л. Ваньяном.

ВВЕДЕНИЕ

В осадочной толще ряда районов страны (например, Волго-Уральская область Русской платформы, Восточно-Сибирская платформа), перспективных для поисков нефте-газовых месторождений, отмечается широкое развитие галогенных и карбонатных отложений, характеризующихся высокими значениями удельных электрических сопротивлений.

Наличие в разрезе таких горизонтов, практически являющихся экранами для постоянного тока, ограничивало применение электроразведки методом ВЭЗ для изучения глубинного геологического строения. Применение электроразведочных станций также не обеспечило уверенного изучения заэкранированной части разреза.

Только в последние годы благодаря использованию электромагнитных полей, меняющихся во времени, практически стало возможным и экономически целесообразным широкое применение электроразведки для глубинного изучения районов, характеризующихся неблагоприятным геоэлектрическим разрезом указанного выше типа. Одним из таких новых видов электроразведки является метод становления поля, основанный на изучении особенностей протекания неустановившихся процессов становления электромагнитного поля, наблюдаемых на дневной поверхности при включении прямоугольных импульсов тока в питающий диполь.

При этом анализ неустановившихся процессов поля можно вести по линии одновременной или раздельной регистрации его электрических и магнитных составляющих.

Теория и практика метода показывают, что в производственных условиях для изучения рельефа опорного горизонта, не перекрытого пластами с высокими значениями удельных сопротивлений (экранами), предпочтительнее регистрация и анализ становления электрического поля; при наличии в разрезе экранирующих слоев изучение рельефа опорного горизонта возможно только путем регистрации и анализа становления магнитного поля.

В настоящей работе рассматриваются вопросы, связанные с теорией и практикой полевых работ, основанных на регистрации становления магнитного поля. Поскольку в процессе производства работ на точке наблюдения выполняется зондирование изучаемого участка на глубину, обычно до консолидированного фундамента, рассматриваемый метод называют методом зондирования становлением поля, или сокращенно метод ЗСП. В зависимости от того, изучаются ли магнитная или электрическая часть поля, будем обозначать ЗСМ «магнитное», а ЗСЭ «электрическое» становление.

Начало изучению становления поля с целью использования его в электроразведке положили теоретические работы А. Н. Тихонова [18], С. М. Шейнмана [23], О. А. Скугаревской [19] и Д. Н. Четаева [22], ряд экспериментальных работ в области методики регистрации становления поля провели Б. С. Эненштейн, Н. П. Владимиров и др. [9, 24]. С 1957 г. разработка метода становления магнитного поля проводится в лаборатории электроразведки ВНИИГеофизика. На основе развитой в этом институте теории становления поля в дальней зоне Л. Л. Ваньян, Е. И. Терехин, А. И. Штиммер [7] выполнили расчеты соответствующих теоретических кривых. Учитывая соотношение уровня помех и полезного сигнала, был сделан вывод о целесообразности регистрации не всего процесса становления поля, а только конечной его стадии. Макеты соответствующей аппаратуры были разработаны и изготовлены под руководством Л. З. Бобровникова, после чего метод был опробован в полевых условиях.

Результаты этих работ позволили установить, что метод ЗСП при высокой экономической эффективности дает возможность в ограниченные сроки исследовать большие площади. С 1961 г. этот метод получил широкое практическое применение при геофизических исследованиях.

Глава I

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА СТАНОВЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Как уже отмечалось, метод становления магнитного поля основан на изучении особенностей протекания неустановившихся процессов магнитного поля, наблюдаемых на дневной поверхности при включении прямоугольных импульсов тока в питающий диполь. Поэтому основными вопросами развития теории метода являются:

1) решение прямой задачи метода, т. е. расчет магнитного поля, создаваемого заземленным электрическим диполем, расположенным на поверхности горизонтально-слоистого разреза;

2) выработка рациональной методики полевых исследований, а также выбор характеристик поля, обладающих максимальной разрешающей способностью по отношению к параметрам разреза.

Для решения прямой задачи метода ЗСП (магнитного) выберем прямоугольную систему координат X, Y, Z с осью Z , направленной вниз. Плоскость XY расположим на дневной поверхности. Будем рассматривать анизотропные пласты, характеризующиеся мощностью h_p , глубиной кровли H_p , продольным удельным сопротивлением ρ_{lp} (p — номер пласта) и поперечным удельным сопротивлением ρ_{np} , причем индекс p будем изменять от 1 до N , рассматривая в общем случае N -слойный разрез.

§ 1. Временной и спектральный методы в теории становления магнитного поля

Существуют два основных метода анализа неустановившихся процессов. Можно составить уравнение для компонентов поля и непосредственно решать его как дифференциальное уравнение с четырьмя переменными (координаты X, Y, Z и время t). Этот метод мы будем называть в дальнейшем изложении временным. Решение ряда задач временным методом дано в работах А. Н. Тихонова, О. А. Скугаревской, Д. Н. Четаева.

Вторым методом решения задач теории становления поля является спектральный метод. Согласно этому методу, прямоугольный импульс питающего тока представляется в виде суммы синусоидальных (гармонических) колебаний с различными амплитудами и фазами. Зависимость амплитуды и фазы каждой гармоники питающего тока от частоты называется соответственно амплитудным и фазовым спектрами питающего тока.

Основой спектрального метода является представление периодической последовательности прямоугольных импульсов в виде бесконечной суммы синусоид с различными амплитудами, фазами и частотами (ряд Фурье). Математически ряд Фурье для магнитного поля $B(t)$ выражается следующим образом:

$$B(t) = \sum_{n=1}^{\infty} |B_n| \cos\left(n \frac{2\pi t}{T} + \varphi_n\right).$$

где $|B_n|$ — амплитуда;

φ_n — фаза гармоники с номером n ;

T — период колебаний.

Обычно пользуются символическим методом, приравнивая каждую гармонику действительной части некоторого комплексного выражения:

$$\begin{aligned} B(t) &= \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} [|B_n| \cos(-\omega t + \varphi) + i |B_n| \sin(-\omega t + \varphi)] = \\ &= \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} |B_n| e^{i\varphi} e^{-i\omega t}, \end{aligned}$$

где ω — круговая частота колебаний.

Произведение $B(\omega_n) = |B_n| e^{i\varphi}$ называется комплексной амплитудой данной гармоники. С помощью символического метода ряд Фурье записывается в таком виде:

$$B(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} B(\omega_n) e^{-i \frac{2\pi t}{T} n}.$$

При увеличении периода последовательность дискретных значений круговой частоты ω_n заменяется непрерывно изменяющейся частотой. Ряд Фурье стремится к интегралу Фурье:

$$B(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1)$$

В проводящей среде каждая гармоника $B(\omega)$ распространяется независимо, претерпевая определенные амплитудные и фа-

зовые искажения. В точке наблюдения регистрируется сумма гармоник с различной амплитудой и фазой.

Основное преимущество спектрального метода заключается в упрощении исходных уравнений для гармонических колебаний. Решая это более простое уравнение для каждой гармоники питающего тока, мы получаем зависимость амплитуд и фаз гармоник от частоты, т. е. спектр становления поля. Суммируя гармонические колебания, мы находим процесс становления поля или переходную характеристику среды.

Главная трудность в спектральном методе заключается в отыскании функции $B(t)$ по $B(\omega)$. Интеграл выражения (1) вычисляется только для сравнительно небольшого числа простых функций $B(\omega)$.

В дальнейшем нам понадобится значение интеграла Фурье от функции $\frac{e^{-a\sqrt{-i\omega}}}{-i\omega}$.

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-a\sqrt{-i\omega}} \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \\ 1 - \Phi\left(a\sqrt{\frac{2}{t}}\right) & \text{при } t > 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $\Phi\left(a\sqrt{\frac{2}{t}}\right) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{a}{\sqrt{2t}}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt$ — интеграл вероятности.

Полагая $a=0$, имеем:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \\ 1 & \text{при } t > 0. \end{cases} \quad (3)$$

Интегрируя обе части равенства (3) по t , найдем:

$$\int_0^t \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{(-i\omega)^2} d\omega = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \\ t & \text{при } t > 0. \end{cases} \quad (4)$$

В большинстве же случаев для вычисления интеграла (1) пользуются численными методами. Подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Для расчета $B(\omega)$ в начале координат вдоль оси X расположим питающий диполь, являющийся источником электромагнитного поля. Будем считать, что момент диполя I , равный произведению силы тока на длину диполя AB , изменяется скачком в момент $t=0$:

$$I(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \\ I_0 & \text{при } t > 0. \end{cases}$$

При этом спектр импульса тока, согласно (2), равен $I(\omega) = \frac{I_0}{-i\omega}$.

§ 2. Первичное магнитное поле диполя

Под первичным вертикальным магнитным полем диполя обычно понимают поле, которое существовало бы в отсутствии проводящих пластов, т. е. в пустоте. Его амплитуда определяется по закону Био-Савара и выражается формулой:

$$B_z^0(\omega) = -\frac{I(\omega)\mu_0 x}{4\pi(r^2+z^2)^{3/2}}$$

Эту формулу с помощью интеграла Вебера — Липшица можно представить в интегральном виде:

$$B_z^0(\omega) = \int_0^\infty \frac{I(\omega)\mu_0}{4\pi} \cdot \sin\theta m e^{-m|z|} J_1(mr) dm,$$

при $z \geq 0$

$$B_z^+(\omega) = \int_0^\infty \frac{I(\omega)\mu_0}{4\pi} \cdot \sin\theta m e^{-mz} J_1(mr) dm,$$

$$\frac{\partial B_z^+(\omega)}{\partial z} = -\int_0^\infty \frac{I(\omega)\mu_0}{4\pi} \cdot \sin\theta m^2 e^{-mz} J_1(mr) dm;$$

при $z \leq 0$

$$B_z^-(\omega) = \int_0^\infty \frac{I(\omega)\mu_0}{4\pi} \sin\theta m e^{mz} J_1(mr) dm,$$

$$\frac{\partial B_z^-(\omega)}{\partial z} = \int_0^\infty \frac{I(\omega)\mu_0}{4\pi} \sin\theta m^2 e^{mz} J_1(mr) dm.$$

Очевидно, что при $z=0$ первичное магнитное поле непрерывно [$B_z^+(\omega) = B_z^-(\omega)$], а его вертикальная производная претерпевает разрыв, равный

$$\frac{\partial B_z^+(\omega)}{\partial z} - \frac{\partial B_z^-(\omega)}{\partial z} = -\int_0^\infty \frac{I(\omega)\mu_0}{4\pi} \sin\theta 2m^2 J_1(mr) dm.$$

Разрыв вертикальной производной первичного магнитного поля при $z=0$ обусловлен наличием источника поля на дневной поверхности. На остальных границах вертикальная производная $B_z^r(\omega)$ непрерывна.

§ 3. Использование принципа взаимности для расчета неустановившегося магнитного поля

Для вывода основного уравнения воспользуемся принципом взаимности, согласно которому вертикальное магнитное поле $B_z^r(\omega)$, созданное в точке наблюдения горизонтальным электри-

ческим диполем, равно азимутальному электрическому полю $E_{\varphi p}^*$ (ω), созданному в этой же точке вертикальным магнитным диполем, помещенным в начало цилиндрической системы координат r, z, θ . Поле вертикального магнитного диполя (горизонтальной рамочки бесконечно малых размеров) обладает цилиндрической симметрией. Оно описывается азимутальной электрической компонентой $E_{\varphi p}^*$, радиальной и вертикальной компонентами магнитной индукции B_{rp}^* и B_{zp}^* .

Соотношения между компонентами гармонического электромагнитного поля с частотой ω в пласте, не содержащем источников, определяются уравнениями Максвелла, которые для случая вертикального магнитного диполя приобретают вид:

$$\frac{\partial B_{rp}^*(\omega)}{\partial z} - \frac{\partial B_{zp}^*(\omega)}{\partial r} = \frac{\mu_0}{r l p} E_{\varphi p}^*(\omega), \quad (5)$$

$$-\frac{\partial E_{\varphi p}^*(\omega)}{\partial z} = i \omega B_{rp}^*(\omega), \quad (6)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} [r E_{\varphi p}^*(\omega)] = i \omega B_{zp}^*(\omega). \quad (7)$$

Первое уравнение Максвелла выражает в дифференциальной форме закон Био-Савара, т. е. связывает магнитное поле с плотностью тока $i_{\varphi p}(\omega) = \frac{1}{r l p} E_{\varphi p}^*(\omega)$, являющегося источником магнитного поля. Второе и третье уравнения выражают закон электромагнитной индукции. Они показывают, что при изменении магнитного поля возникает вихревое электрическое поле.

Уравнения (5), (6), (7) записаны для квазистационарного случая, т. е. в пренебрежении токами смещения.

Как известно, токи смещения в воздухе являются причиной конечной скорости распространения электромагнитных волн (скорость света $C = 3 \cdot 10^5$ км/сек): Пренебрежение токами смещения в воздухе эквивалентно допущению о мгновенном распространении электромагнитных колебаний. Но на расстояние, не превышающее 30 км, электромагнитные колебания распространяются за 10^{-4} сек, что в сотни раз меньше самых малых времен, изучаемых в методе становления поля. Теория показывает, что еще с большим основанием можно пренебречь токами смещения в земле.

Подставляя в первое уравнение выражения

$$B_{rp}^*(\omega) \text{ и } B_{zp}^*(\omega) \text{ через } E_{\varphi p}^*(\omega),$$

получим основное уравнение

$$\frac{\partial^2 E_{\varphi p}^*(\omega)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{\varphi p}^*(\omega)}{\partial r^2} + \frac{i}{r} \frac{\partial E_{\varphi p}^*(\omega)}{\partial r} - \frac{E_{\varphi p}^*(\omega)}{r^2} = k_p^2 E_{\varphi p}^*(\omega), \quad (8)$$

где $k = \sqrt{\frac{-i\omega\mu_0}{\rho_i}}$ — волновая постоянная пласта с номером p .

Как известно, волновая постоянная связана с длиной волны в пласте λ_p соотношением: $k_p = \frac{2\pi}{\lambda_p}(1-i)$, причем длина волны в метрах выражается через период колебаний T формулой

$$\lambda_p = \sqrt{10^7 \rho_{lp} T}.$$

Уравнение (8) обычно решается способом разделения переменных. Полагая, что $E_{\varphi p}^M(\omega)$ можно представить в виде произведения функции F_2 , зависящей только от z , на функцию F_1 , зависящую только от r , получим для F_1 и F_2 следующие уравнения:

$$F_1'' + \frac{F_1'}{r} - \left(\frac{1}{r^2} - m^2 \right) F_1 = 0,$$

$$F_2'' = (m^2 + k_p^2) F_2,$$

где m — произвольно введенный параметр разделения переменных, принимающий положительные значения.

Введением новой переменной $U = mr$ первое уравнение приводится к уравнению Бесселя

$$\frac{\partial^2 F_1}{\partial u^2} + \frac{1}{u} \frac{\partial F_1}{\partial u} + \left(1 - \frac{1}{u^2} \right) F_1 = 0.$$

Решением этого уравнения является функция Бесселя первого рода первого порядка от аргумента mr : $J_1(mr)$. Решение второго уравнения находится в виде экспоненты $e^{\pm n p z}$, где $n = \sqrt{m^2 + k_p^2}$. Общее решение уравнения для $E_{\varphi p}^M(\omega)$ должно представлять линейную комбинацию частных решений. Поскольку первичное магнитное поле выражается в виде интеграла, то и общее выражение для $E_{\varphi p}^M(\omega)$ следует искать в виде:

$$E_{\varphi p}^M(\omega) = \int_0^{\infty} (a_p e^{n p z} + b_p e^{-n p z}) J_1(mr) dm,$$

где a_p и b_p не зависят от z и r , а связаны с интенсивностью источника, частотой и параметрами геоэлектрического разреза.

Для определения a_p и b_p следует воспользоваться граничными условиями, которые требуют непрерывности горизонтальных компонент электрического и магнитного поля, т. е. $E_{\varphi p}^M(\omega)$ и $B_{r p}^M(\omega)$ на горизонтальных контактах между пластами. Но из

уравнения (6) следует, что $B_{rp}^*(\omega)$ пропорционально $\frac{\partial E_{\varphi p}^*(\omega)}{\partial z}$. Поэтому граничные условия можно сформулировать, как требование непрерывности $E_{\varphi p}^*(\omega)$ и $\frac{\partial F_{\varphi p}^*(\omega)}{\partial z}$. Пользуясь принципом взаимности, мы заменим $\bar{E}_{\varphi p}^*(\omega)$ на $B_{zp}(\omega)$

$$B_{zp}(\omega) = E_{\varphi p}(\omega) = \int_0^{\infty} (a_p e^{n_p r} + b_p e^{-n_p r}) J_1(mr) dm,$$

причем a_p и b_p должны быть определены из требования непрерывности $B_{zp}(\omega)$ и $\frac{\partial B_{zp}(\omega)}{\partial z}$ на всех границах, кроме дневной поверхности, на которой находится источник. На дневной поверхности $B_z(\omega)$ непрерывна, а $\frac{\partial B_z(\omega)}{\partial z}$ терпит разрыв,

$$\text{равный} - \int_0^{\infty} \frac{I(\omega) \mu_0}{4\pi} \sin \Theta \cdot 2m^2 J_1(mr) dm.$$

Очевидно, что в верхнем полупространстве ($z \leq 0$) следует положить $b_0 = 0$, кроме того, ясно, что $n_0 = m$. С учетом этого граничные условия на дневной поверхности запишутся в таком виде:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} a_0 J_1(mr) dm &= \int_0^{\infty} (a_1 + b_1) J_1(mr) dm, \\ \int_0^{\infty} n_1 (a_1 - b_1) J_1(mr) dm - \int_0^{\infty} m a_0 J_1(mr) dm &= \\ &= - \int_0^{\infty} \frac{I \mu_0}{4\pi} \sin \Theta 2m^2 J_1(mr) dm. \end{aligned}$$

Приравнявая подынтегральные функции и сокращая $J_1(mr)$, получим

$$a_1 + b_1 = a_0, \quad (9)$$

$$n_1 (a_1 - b_1) - m a_0 = - \frac{I(\omega) \mu_0}{4\pi} \sin \Theta 2m^2. \quad (10)$$

На кровле пласта с номером p имеем

$$a_p e^{n_p H_p} + b_p e^{-n_p H_p} = a_{p+1} e^{n_{p+1} H_p} + b_{p+1} e^{-n_{p+1} H_p}, \quad (11)$$

$$a_p e^{n_p H_p} - b_p e^{-n_p H_p} = \frac{n_{p+1}}{n_p} (a_{p+1} e^{n_{p+1} H_p} - b_{p+1} e^{-n_{p+1} H_p}). \quad (12)$$

Для определения $B_z(\omega)$ на дневной поверхности воспользуемся формулой

$$B_z(\omega) = \int_0^{\infty} a_0 J_1(mr) dm, \quad (13)$$

а значение a_0 определим из уравнений (9) и (10). После несложных преобразований найдем, что

$$a_n = \frac{\frac{I(\omega) \mu_0}{4\pi} \sin \theta 2m^2}{m + \frac{n_1}{\frac{b_1 + a_1}{b_1 - a_1}}}. \quad (14)$$

Данная формула является весьма удобной, потому что геоэлектрические параметры пластов входят только в дробь $\frac{b_1 + a_1}{b_1 - a_1}$, которую мы обозначим символом R_N^* . Следовательно,

$$a_0 = \frac{\frac{I(\omega) \mu_0}{4\pi} \sin \theta 2m^2}{m + \frac{n_1}{R_N^*}}. \quad (15)$$

Для определения R_N^* разделим уравнение (11) на (12):

$$\frac{b_p e^{-n_p H_p} + a_p e^{n_p H_p}}{b_p e^{-n_p H_p} - a_p e^{n_p H_p}} = \frac{n_p}{n_{p+1}} \frac{b_{p+1} e^{-n_{p+1} H_p} + a_{p+1} e^{n_{p+1} H_p}}{b_{p+1} e^{-n_{p+1} H_p} - a_{p+1} e^{n_{p+1} H_p}}$$

и воспользуемся известным тождеством, которое легко непосредственно проверить,

$$\begin{aligned} & \frac{b_p e^{-n_p (H_p - h_p)} + a_p e^{n_p (H_p - h_p)}}{b_p e^{-n_p (H_p - h_p)} - a_p e^{n_p (H_p - h_p)}} = \\ & = \operatorname{cth} \left(n_p h_p + \operatorname{arcth} \frac{b_p e^{-n_p H_p} + a_p e^{n_p H_p}}{b_p e^{-n_p H_p} - a_p e^{n_p H_p}} \right). \end{aligned}$$

Подставив в правую часть тождества значение

$$\frac{b_p e^{-n_p H_p} + a_p e^{n_p H_p}}{b_p e^{-n_p H_p} - a_p e^{n_p H_p}}$$

в соответствии с уравнением (14), получим

$$\frac{b_p e^{-n_p(H_p - h_p)} + a_p e^{n_p(H_p - h_p)}}{b_p e^{-n_p(H_p - h_p)} - a_p e^{n_p(H_p - h_p)}} =$$

$$= \operatorname{cth} \left(n_p h_p + \operatorname{arch} \frac{n_p}{n_{p+1}} \cdot \frac{b_{p+1} e^{-n_{p+1} H_p} + a_{p+1} e^{n_{p+1} H_p}}{b_{p+1} e^{-n_{p+1} H_p} - a_{p+1} e^{n_{p+1} H_p}} \right).$$

Нетрудно видеть, что при $p=1$ левая часть последнего равенства равна $\frac{b_1 + a_1}{b_1 - a_1} = R_N^*$. Обозначим через \bar{R}_{N-p+1}^* дробь

$$\frac{b_{p+1} e^{-n_{p+1} H_p} + a_{p+1} e^{n_{p+1} H_p}}{b_{p+1} e^{-n_{p+1} H_p} - a_{p+1} e^{n_{p+1} H_p}}.$$

Тогда

$$R_N^* = \operatorname{cth} \left(n_1 h_1 + \operatorname{arch} \frac{n_1}{n_2} R_{N-1}^* \right),$$

$$R_{N-1}^* = \operatorname{cth} \left(n_2 h_2 + \operatorname{arch} \frac{n_2}{n_3} R_{N-2}^* \right) \text{ и т. д.}$$

Подставляя значение \bar{R}_{N-1}^* , \bar{R}_{N-2}^* и т. д. в формулу для символа \bar{R}_N^* , который мы выразим через параметры геоэлектрического разреза, частоту и параметр разделения переменных m , получим

$$R_N^* = \operatorname{cth} \left\{ n_1 h_1 + \operatorname{arch} \frac{n_1}{n_2} \operatorname{cth} \left[n_2 h_2 + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \operatorname{arch} \frac{n_2}{n_3} \operatorname{cth} \left(n_3 h_3 + \dots + \operatorname{arch} \frac{n_{N-1}}{n_N} \right) \right] \right\}. \quad (16)$$

Из формулы (16) очевидно правило написания функции R_N^* для любого N . В дальнейшем мы будем иметь дело только с геоэлектрическими разрезами, в основании которых залегает изолятор, для которых $\bar{R}_N^* = 0$ и $n_N = m$.

Тогда

$$R_N^* = \operatorname{cth} \left\{ n_1 h_1 + \operatorname{arch} \frac{n_1}{n_2} \operatorname{cth} \left[n_2 h_2 + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \operatorname{arch} \frac{n_2}{n_3} \operatorname{cth} \left(n_3 h_3 + \dots + \operatorname{arch} \frac{n_{N-1}}{m} \right) \right] \right\}.$$

Для двухслойного разреза

$$R_2^* = \operatorname{cth} \left(n_1 h_1 + \operatorname{arch} \frac{n_1}{m} \right).$$

Для трехслойного разреза

$$R_3^* = \operatorname{cth} \left[n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1}{n_2} \operatorname{cth} \left(n_2 h_2 + \operatorname{arcth} \frac{n_2}{m} \right) \right].$$

Для четырехслойного разреза

$$R_4^* = \operatorname{cth} \left\{ n_1 h_1 + \operatorname{arctg} \frac{n_1}{n_2} \operatorname{cth} \left[n_2 h_2 + \operatorname{arcth} \frac{n_2}{n_3} \operatorname{cth} \left(n_3 h_3 + \operatorname{arcth} \frac{n_3}{m} \right) \right] \right\}.$$

Важно отметить, что во все волновые постоянные k_1 , k_2 , k_3 входят только продольные удельные сопротивления анизотропных пластов. Вертикальное неустановившееся магнитное поле оказывается связанным только с продольными удельными сопротивлениями.

Пользуясь формулой (13), получаем окончательно интегральное выражение спектральной плотности становления вертикального магнитного поля на дневной поверхности

$$B_z(\omega) = \frac{I(\omega) \mu_0}{4\pi} \sin \theta \int_0^{\infty} \frac{2m^2 J_1(mr) dm}{m + \frac{n_1}{R_N^*}}.$$

Учитывая, что $i(\omega) = \frac{I}{-i\omega}$, с помощью интеграла Фурье можно перейти от спектра к становлению вертикального магнитного поля

$$B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(\omega) e^{-i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I \mu_0}{4\pi} \times \\ \times \sin \theta \int_0^{\infty} \frac{2m^2 J_1(mr) e^{-i\omega t}}{\left(m + \frac{n_1}{R_N^*}\right) \cdot (-i\omega)} dm d\omega. \quad (17)$$

Глава II

РАСЧЕТ И АНАЛИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ

§ 1. О численных расчетах становления магнитного поля

Выведенную в предыдущем параграфе формулу для $B_z(t)$ практически нельзя использовать до вычисления входящего в нее двойного интеграла. Каждый из интегралов, входящих в формулу (17), не приводится к табличным¹ (за исключением одного частного случая однородного полупространства, который мы рассматривать не будем). Поэтому единственным способом вычисления $B_z(t)$ в общем случае является расчет по одной из формул численного интегрирования.

Для того чтобы подчеркнуть трудности подобного интегрирования, рассмотрим вычисление интеграла для

$$B_z(\omega) = \frac{I \mu_0}{4\pi} \sin \Theta \int_0^{\infty} \frac{2m^2 J_1(mr)}{m + \frac{n_1}{R_N^*}} dm.$$

Подынтегральная функция благодаря наличию множителя $J_1(mr)$ является осциллирующей с периодом, близким к 2π . Значения параметра m , при которых вычисляется подынтегральная функция, обычно изменяются от 0 до $M=10-20$, поскольку остаток интеграла можно легко вычислять по асимптотическим формулам. Если спектр $B(\omega)$ вычисляется для разноса $r=30$ (в долях h_1); то аргумент функции Бесселя изменяется в пределах интегрирования от 0 до 600, что включает примерно 100 периодов колеблющейся функции. Для более или менее точного интегрирования осциллирующей функции необходимо вычислять ее значения не менее чем в 10 точках на период. Следовательно, для интегрирования требуется вычислять значение подынтегральной функции около 1000 раз при каждой частоте.

Поскольку спектр становления поля должен включать не менее нескольких сотен частот, необходимо вычислять подынте-

гральную функцию десятки тысяч раз. Столь большой объем вычислений теоретических кривых становления магнитного поля привел к тому, что в настоящее время основным способом анализа интегрального выражения (17) стало изучение асимптотического поведения неустановившегося магнитного поля.

§ 2. Асимптотическое поведение становления вертикального магнитного поля

Для данного геоэлектрического разреза процесс становления магнитного поля сложным образом зависит от двух независимых переменных величин: а) расстояния между точкой наблюдения и питающим диполем и б) времени, отсчитываемого от момента включения импульса питающего тока до начала регистрации процесса становления. Вследствие трудностей, отмеченных в предыдущем параграфе, внимание исследователей обращается к вычислению интеграла (17) при таких значениях r и t , при которых расчет упрощается. Рассмотрим поведение $B_z(t)$ при $r \rightarrow \infty$, $t \rightarrow 0$ и $r \rightarrow \infty$, $t \rightarrow \infty$. Практически это означает изучение $B_z(t)$ при достаточно больших разностях, сравнительно малых и больших временах. Производившиеся оценки показывают, что $B_z(t)$ приближается к своему предельному значению при разностях, в несколько раз превышающих глубину опорного горизонта.

Основой изучения асимптотического поведения $B_z(t)$ при больших разностях является доказанная А. Н. Тихоновым теорема [20], из которой следует, что

$$\lim_{t \rightarrow \infty} B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I \mu_0}{4\pi} \cdot \sin \theta \int_0^{\infty} \lim_{m \rightarrow 0} \frac{2m^2 J_1(mr) e^{-l\omega t}}{\left(m + \frac{n_1}{R_N^*}\right) (-l\omega)} dm d\omega. \quad (18)$$

Таким образом, оказывается, что магнитное поле при больших разностях зависит от значений функции $\frac{2m^2}{m + \frac{n_1}{R_n^*}}$ при $m \rightarrow 0$.

Аналогичные теоремы доказываются и в теории интеграла Фурье. Они связывают ранние стадии переходного процесса с высокочастотной частью соответствующего спектра, а поздние стадии — с низкочастотной частью. Математически это выражается следующим образом:

$$\lim_{t \rightarrow 0} B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I \mu_0}{4\pi} \cdot \sin \theta \int_0^{\infty} \lim_{\kappa_1 \rightarrow \infty} \frac{2m^2 J_1(mr) e^{-l\omega t}}{\left(m + \frac{n_1}{R_N^*}\right) (-l\omega)} dm d\omega,$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I \mu_0}{4\pi} \cdot \sin \theta \int_0^{\infty} \lim_{\kappa_1 \rightarrow 0} \frac{2m^2 J_1(mr) e^{-l\omega t}}{\left(m + \frac{n_1}{R_N^*}\right) (-l\omega)} dm d\omega. \quad (19)$$

Поскольку волновые постоянные прямо связаны с частотой, то последние равенства можно выразить как

$$\lim_{t \rightarrow 0} B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I \mu_0}{4\pi} \cdot \sin \theta \int_0^{\infty} \lim_{\kappa_1 \rightarrow \infty} \frac{2m^2 J_1(mr) e^{-l\omega t}}{\left(m + \frac{n_1}{R_N^*}\right) (-l\omega)} dm d\omega,$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I \mu_0}{4\pi} \cdot \sin \theta \int_0^{\infty} \lim_{\kappa_1 \rightarrow 0} \frac{2m^2 J_1(mr) e^{-l\omega t}}{\left(m + \frac{n_1}{R_N^*}\right) (-l\omega)} dm d\omega. \quad (19a)$$

Следует сделать несколько замечаний относительно терминологии. Область разносов, значительно превышающих глубину опорного горизонта, будем называть дальней зоной. Таким образом, дальняя зона характеризуется соотношением $\frac{r}{H_N} \rightarrow \infty$.

В процессе становления поля, наблюдаемом на разносе, соответствующем дальней зоне, выделим две стадии.

Назовем волновой стадией ту стадию неустановившегося процесса, в формировании которой основную роль играют волны, значительно меньшие разноса. Следовательно, условие волновой стадии следующее: $\frac{r}{H_N} \rightarrow \infty, \frac{r}{\lambda_1} \rightarrow \infty$ или $k_1 r \rightarrow \infty$. Поздней стадией

назовем ту стадию становления поля, в формировании которой главную роль играют волны, значительно превышающие по длине глубину опорного горизонта: $\frac{r}{H_N} \rightarrow \infty, \frac{\lambda}{H_N} \rightarrow \infty, k_1 H_N \rightarrow 0$.

Очевидно, что понятие дальней зоны является более общим и включает понятия волновой стадии и поздней стадии. Поэтому сначала выведем формулу для $B_z(t)$ в дальней зоне, а затем специализируем ее для волновой и поздней стадий.

Как видно из равенства (18), для вывода формулы, интересующей нас, необходимо найти $\lim_{m \rightarrow 0} \frac{2m^2}{m + \frac{n_1}{R_N^*}}$. Значение предела,

равное нулю, нас не может удовлетворить. Для анализа поведения функции $\frac{2m^2}{m + \frac{n_1}{R_N^*}}$ при $m \rightarrow 0$ разложим дробь $\frac{n_1}{R_N^*}$ в ряд

Маклорена и ограничимся двумя членами

$$\frac{n_1}{R_N^*} \approx \frac{\kappa_1}{R_N^*|_{m=0}} + m \left. \frac{\partial \frac{n_1}{R_N^*}}{\partial m} \right|_{m=0}$$

Здесь

$$\begin{aligned} R_N^*|_{m=0} &= \operatorname{cth} \left\{ \kappa_1 h_1 + \operatorname{arch} \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \operatorname{cth} \left[\kappa_2 h_2 + \dots + \operatorname{arch} \frac{\kappa_{N-1}}{m} \right] \right\} = \\ &= \operatorname{cth} \left\{ \kappa_1 h_1 + \operatorname{arch} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \operatorname{cth} \left[\kappa_2 h_2 + \dots + \operatorname{arch} \frac{\kappa_{N-1}}{m} \right] \right\}. \quad (20) \end{aligned}$$

Значение R_N^* при $m=0$ обозначим через R_N . Для отыскания входящей в последнюю формулу производной заметим, что

$$\frac{\partial}{\partial m} \cdot \frac{n_1}{R_N^*} = - \frac{R_N^* \frac{m}{n_1} - n_1 \frac{\partial R_N^*}{\partial m}}{R_N^{*2}}$$

$$\text{При } m=0 \quad \frac{\partial}{\partial m} \frac{n_1}{R_N^*} = - \frac{\kappa_1}{R_N^2} \left. \frac{\partial R_N^*}{\partial m} \right|_{m=0}$$

Воспользовавшись рекуррентным соотношением (16), выразим производную $\frac{\partial R_N^*}{\partial m}$ через $\frac{\partial R_{N-1}^*}{\partial m}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial R_N^*}{\partial m} &= \frac{\partial}{\partial m} \operatorname{cth} \left(n_1 h_1 + \operatorname{arch} \frac{n_1}{n_2} R_{N-1}^* \right) = \frac{\frac{\partial n_1 h_1}{\partial m} + \frac{1}{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} R_{N-1}^* \right)^2} \frac{n_1}{n_2} \frac{\partial R_{N-1}^*}{\partial m}}{\operatorname{sh}^2 \left(n_1 h_1 + \operatorname{arch} \frac{n_1}{n_2} R_{N-1}^* \right)} = \\ &= - (R_{N-1}^2) \left\{ \frac{m h_1}{n_1} + \frac{1}{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} R_{N-1}^* \right)^2} \left[\frac{m \left(\frac{n_2}{n_1} - \frac{n_1}{n_2} \right)}{n_2^2} \cdot R_{N-1}^* + \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\partial R_{N-1}^*}{\partial m} \right] \right\}. \end{aligned}$$

$$\text{При } m=0 \quad \frac{\partial R_N^*}{\partial m} = \frac{R_N^2 - 1}{\frac{\rho_2}{\rho_1} R_N^2 - 1} \cdot \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \cdot \frac{\partial R_{N-1}^*}{\partial m}$$

Аналогично

$$\frac{\partial R_{N-1}^*}{\partial m} = \frac{R_{N-1}^2 - 1}{\frac{\rho_3}{\rho_2} R_{N-1}^2 - 1} \cdot \frac{\kappa_2}{\kappa_3} \cdot \frac{\partial R_{N-2}^*}{\partial m}$$

$$\frac{\partial R_{N-2}^*}{\partial m} = \frac{R_{N-2}^2 - 1}{\frac{\rho_4}{\rho_3} R_{N-3}^2 - 1} \cdot \frac{\kappa_3}{\kappa_4} \cdot \frac{\partial R_{N-3}^*}{\partial m} \text{ и т. д.}$$

$$\frac{\partial R_2^*}{\partial m} = (R_2^2 - 1) \cdot \frac{\kappa_{N-2}}{\kappa_{N-1}} \cdot \frac{\partial}{\partial m} \left(\operatorname{arcth} \frac{n_{N-1}}{m} \right).$$

Продифференцировав правую часть последнего равенства, найдем $\frac{\partial R_2^*}{\partial m}$ при $m=0$.

$$\frac{\partial R_2^*}{\partial m} = (R_2^2 - 1) \cdot \frac{\kappa_{N-2}}{\kappa_{N-1}} \cdot \frac{1}{\kappa_{N-1}}.$$

Перемножив левые и правые части написанных формул, получим

$$\left. \frac{\partial R_{N-1}^*}{\partial m} \right|_{m=0} = \frac{R_N^2 - 1}{\frac{\rho_2}{\rho_1} R_{N-1}^2 - 1} \cdot \frac{R_{N-1}^2 - 1}{\frac{\rho_3}{\rho_2} R_{N-2}^2 - 1} \cdots \frac{R_3^2 - 1}{\frac{\rho_{N-2}}{\rho_{N-1}} R_2^2 - 1} \times$$

$$\times (R_2^2 - 1) \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \cdot \frac{\kappa_2}{\kappa_3} \cdots \frac{\kappa_{N-2}}{\kappa_{N-1}} \cdot \frac{1}{\kappa_{N-1}}.$$

Подставляя полученное выражение в формулы (19а) и (19), найдем

$$\frac{n_1}{R_N^*} \approx \frac{\kappa_1}{R_N} + m \frac{\pi_N}{R_N^2},$$

где $\pi_N = \frac{R_{N-1}^2 - 1}{R_{N-1}^2 - \frac{\rho_1}{\rho_2}} \cdot \frac{R_{N-2}^2 - 1}{R_{N-2}^2 - \frac{\rho_2}{\rho_3}} \cdots \frac{R_2^2 - 1}{R_2^2 - \frac{\rho_{N-2}}{\rho_{N-1}}}$.

С помощью полученного выражения формула для становления магнитного поля в дальней зоне запишется в следующем виде:

$$B_z(t) \approx \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_{\mu_0}}{4\pi} \sin \theta \int_0^{\infty} \frac{2m^2 J_1(mr)}{\frac{\kappa_1}{R_N} + m \frac{R_N^2 + \pi_N}{R_N^2}} \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega dm. \quad (21)$$

Эта формула справедлива как для $\frac{r}{\lambda_2} \rightarrow \infty$, так и для $\frac{\lambda_1}{H_N} \rightarrow \infty$.

Дальнейшее исследование асимптотического поведения $B_z(t)$ удобно провести отдельно для волновой и поздней стадии. При

фиксированном r волновая стадия характеризуется условием $k_1 \rightarrow \infty$. Поэтому функцию $\frac{2m^2}{m \frac{R_N^2 + \pi_N}{R_N^2} + \frac{k_1}{R_N}}$ можно разложить в гео-

метрическую прогрессию

$$\frac{\frac{2m^2 R_N}{\kappa_1}}{1 + m \cdot \frac{R_N^2 + \pi_N}{\kappa_1 R_N}} = \frac{2m^2 R_N}{\kappa_1} - 2m^3 \frac{R_N^2 + \pi_N}{\kappa_1^2} + \dots$$

Подставив два первых члена прогрессии в формулу (21), получим

$$B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I \mu_0}{4\pi} \cdot \sin \Theta \int_0^{\infty} \left[\frac{2m^2 R_N}{\kappa_1} - \frac{2m^3 (R_N^2 + \pi_N)}{\kappa_1^2} \right] \times \\ \times J_1(mr) \frac{e^{-l\omega t}}{-l\omega} dm d\omega.$$

Поскольку $\int_0^{\infty} m^2 J_1(mr) dm = 0$, $-\int_0^{\infty} m^3 J_1(mr) dm = \frac{3}{r^4}$, то волновая стадия приобретает следующий вид:

$$B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{3I \mu_0}{2\pi r^4} \sin \Theta \frac{\rho(\omega)}{\kappa_1^2} \cdot \frac{e^{-l\omega t}}{-l\omega} d\omega, \quad (22)$$

где спектральная функция $\rho(\omega)$ определяется равенством

$$\rho(\omega) = R_N^2 + \pi_N.$$

§ 3. Кажущееся удельное сопротивление в методе становления магнитного поля

Прежде чем ставить вопрос о расчете волновой стадии неустановившегося магнитного поля, отметим некоторые его особенности, имеющие место при весьма малых временах.

В соответствии с предельными свойствами интеграла Фурье

$$B_z(t) \approx \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I \mu_0}{2\pi r^4} \sin \Theta \cdot \lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\rho(\omega)}{\kappa_1^2} \frac{e^{-l\omega t}}{-l\omega} d\omega.$$

Используя формулу (16) нетрудно показать, что

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \rho(\omega) = 1.$$

Следовательно, при $\omega \rightarrow \infty$ $\frac{\rho(\omega)}{k_1^2} \approx \frac{1}{k_1^2} = \frac{\rho_{l1}}{-i\omega\mu_0}$. Подставив полученное выражение в формулу для $B_z(t)$, получим

$$B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{3I\rho_{l1}}{2\pi r^4} \sin\theta \frac{e^{-i\omega t}}{(-i\omega)^2} d\omega.$$

По формуле (4)

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{(-i\omega)^2} d\omega = t.$$

Следовательно,

$$B_z(t) = \frac{3I\rho_{l1} \cdot \sin\theta}{2\pi r^4} t. \quad (23)$$

Таким образом, в начальной стадии неустановившееся магнитное поле растет прямо пропорционально времени. При этом производная $\frac{\partial B_z(t)}{\partial t}$ не зависит от времени, а связана лишь с продольным удельным сопротивлением первого слоя, с геометрическими размерами установки и силой питающего тока. Следовательно, кажущееся удельное сопротивление в методе становления магнитного поля целесообразно ввести, исходя не из величины магнитного поля, а из скорости его изменения.

Под кажущимся удельным сопротивлением ρ_τ мы будем понимать функцию

$$\rho_\tau = \frac{2\pi r^4}{3I \cdot \sin\theta} \cdot \frac{\partial B_z(t)}{\partial t}.$$

При $t \rightarrow 0$ как следует из выражения (23) $\rho_\tau \rightarrow \rho_{l1}$. Таким образом, введенное кажущееся удельное сопротивление ρ_τ обладает основным свойством всех кажущихся удельных сопротивлений — стремлением к удельному сопротивлению первого пласта при уменьшении некоторого параметра, контролирующего глубину исследования.

В соответствии с формулами (22) и (23) отношение кажущегося удельного сопротивления к продольному удельному сопротивлению первого слоя имеет для волновой стадии следующий вид:

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_{l1}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega. \quad (24)$$

Из уравнения (24) следует, что расчет теоретических кривых становления поля является весьма трудоемкой задачей, поскольку неустановившееся магнитное поле сложным образом зависит от времени и разноса. Только в течение волновой ста-

дин зависимость ρ_c от разноса упрощается настолько, что может быть исключена простым геометрическим коэффициентом. В результате ρ_c в волновой стадии зависит лишь от времени и параметров геоэлектрического разреза. Поскольку граница волновой стадии связана с условием $r \gg \lambda_1$, где λ_1 — максимальная длина волны той части спектра, которая формирует волновую стадию становления поля, то очевидно, что с увеличением разноса граница волновой стадии будет перемещаться в сторону больших значений λ_1 и соответственно t . При $r \rightarrow \infty$, весь процесс становления поля будет описываться формулами волновой стадии. Соответствующие теоретические кривые ρ_c будем называть предельными волновыми.

§ 4. Расчет предельных волновых кривых становления магнитного поля

Расчет волновых кривых становления магнитного поля производится в два этапа: первый этап — вычисление комплексной спектральной функции становления магнитного поля, второй этап — численное интегрирование.

Рассмотрим методику расчета спектральной функции $\rho(\omega)$, определяемой формулами (20) и (21). Например, для четырехслойной среды необходимо рассчитать функции

$$\left. \begin{aligned} R_4 &= \operatorname{cth} \left(\kappa_1 h_1 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{L_2}}{\rho_{L_1}} R_3} \right), \\ R_3 &= \operatorname{csh} \left(\kappa_2 h_2 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{L_1}}{\rho_{L_2}} R_2} \right), \\ R_2 &= \operatorname{cth} \kappa_3 h_3, \\ \kappa_4 &= (R_4^2 - 1) \cdot \frac{R_3^2 - 1}{R_3^2 - \frac{\rho_{L_1}}{\rho_{L_2}}} \cdot \frac{R_2^2 - 1}{R_2^2 - \frac{\rho_{L_2}}{\rho_{L_1}}} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Для трехслойной среды

$$\left. \begin{aligned} R_3 &= \operatorname{cth} \left(\kappa_1 h_1 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{L_2}}{\rho_{L_1}} R_2} \right), \\ R_2 &= \operatorname{cth} \kappa_2 h_2, \\ \kappa_3 &= (R_3^2 - 1) \frac{R_2^2 - 1}{R_2^2 - \frac{\rho_{L_1}}{\rho_{L_2}}} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Из формул (25) и (26) следует, что для определения величины R_4 и π_4 необходимо рассчитать функцию R_2 , соответствующую двухслойному разрезу с $\rho_{i_1}^{\prime} = \rho_{i_2}^{\prime}$, затем перейти к R_3 , с $\rho_{i_1}^{\prime\prime} = \rho_{i_2}^{\prime\prime}$, $\rho_{i_2}^{\prime\prime} = \rho_{i_3}^{\prime\prime}$, после чего найти R_4 и π_4 . Переход от R_2 к R_3 и от R_3 к R_4 совершается однотипно по формулам (26) и (25).

I. Рассмотрим расчет $R_2 = \text{cth} k_3 h_3$ [7].

Исходными величинами при расчете являются значения

$$\kappa_3 h_3 = \frac{2\pi}{\lambda_3} - i \frac{2\pi}{h_3} = y_1 - i \bar{x}_1.$$

При расчете густоту точек необходимо выбирать с таким расчетом, чтобы значения спектральной функции $\rho(\omega)$ можно было бы уверенно интерполировать между двумя соседними значениями $\frac{\lambda}{h}$. Анализ показывает, что функция $\rho(\omega)$ быстро изменяется при малых $\frac{\lambda}{h}$ и медленно — при больших $\frac{\lambda}{h}$. Поэтому интерполяция становится наиболее надежной при выборе значений $\frac{\lambda}{h}$ в геометрической прогрессии. Из опыта расчетов, выполненных в лаборатории электроразведки ВНИИГеофизика, следует, что для большинства геоэлектрических разрезов удовлетворительные результаты получаются при выборе знаменателя геометрической прогрессии, равном $\sqrt{2}$. Обычно используются следующие значения $\frac{\lambda}{h}$:

0,50000;	0,59460;	0,70710;	0,74097;	1,0000;
1,1891;	1,4142;	1,6818;	2,0000;	2,3784;
2,8284;	3,3632;	4,0000;	4,7564;	5,6568;
6,7264;	8,0000;	9,5128;	11,314;	13,453;
16,000;	19,026;	22,627;	26,906;	32,000;
38,051;	45,254;	64,000;	76,102;	90,509;
107,62;	128,00;	152,20;	181,00;	215,24;
256,00;	304,44;	362,04;	430,49;	512,00;
608,82;	724,07;	860,98;	1024,0.	

Гиперболические котангенсы комплексных аргументов определяются по четырехзначным таблицам, составленным Р. Гавелкой [11] (см. приложение 1). В этих таблицах коэффициент при мнимой части аргумента котангенса выражен в долях прямого угла

$$\bar{x}_1 = \frac{2}{\pi} x,$$

откуда

$$\bar{x}_1 = \frac{4}{\frac{\lambda_3}{h_3}}, \quad y_1 = \frac{2\pi}{\frac{\lambda_3}{h_3}},$$

$$R_2 = \text{cth}(y_1 - i\bar{x}_1),$$

В таблицах для каждой пары значений x и y даны значения модуля t и аргумента $\bar{\tau}$, выраженного в прямых углах.

Значения y , приведенные в таблицах, изменяются от 0,00 через 0,02 до 1,00. Для $|y| > 1$ приведены обратные значения $\frac{1}{y}$ от 1,00 до 0,20 ($y \leq 5,00$) через 0,02. При $y < 0,02$ допустима линейная интерполяция, при $y \geq 5,00$, $t = 1,00$, $\bar{\tau} = 1,00$.

Для определения $|\text{cth}(y \pm i\bar{x}_1)|$ и $\text{argcth}(y \pm i\bar{x}_1)$ при $0 \leq \bar{x}_1 \leq 0,50$ следует найти для y и x_1 значения t и $\bar{\tau}$, а затем воспользоваться формулами

$$|\text{cth}(y \pm i\bar{x})| = \frac{1}{t}, \quad \text{argcth}(y \pm i\bar{x}) = \pm(1 - \bar{\tau}).$$

Если $0,50 \leq \bar{x} \leq 1,00$, то определяется разность $\bar{x}' = i - \bar{x}$, для которой находятся t и $\bar{\tau}$, и используются формулы:

$$|\text{cth}(y \pm i\bar{x})| = t, \\ \text{argcth}(y \pm i\bar{x}) = \pm(1 - \bar{\tau}).$$

Если $\bar{x} > 1,00$, следует прибавить или вычесть из x четное число ($2n$) прямых углов так, чтобы результат не превышал по абсолютной величине 1,00. При этой операции значение $\text{cth}(y \pm i\bar{x})$ не изменяется:

$$\text{cth}[y \pm i(\bar{x} \pm 2n)] = \text{cth}(y \pm i\bar{x}).$$

При определении t и $\bar{\tau}$ для промежуточных значений \bar{x} и y следует пользоваться линейной интерполяцией.

Коэффициенты линейной интерполяции a_{xt} , a_{yt} , $a_{x\bar{\tau}}$, $a_{y\bar{\tau}}$ указаны между соответствующими значениями t и $\bar{\tau}$. Интерполяционные коэффициенты представляют собой разности двух соседних значений t_r или $\bar{\tau}_r$, выраженные в десятичных долях и отнесенные к 0,01 значения \bar{x} или y . Окончательно

$$t = t_r + 10^{-2}(a_{xt}\Delta\bar{x} + a_{yt}\Delta y), \\ \bar{\tau} = \bar{\tau}_r + 10^{-2}(a_{x\bar{\tau}}\Delta\bar{x} + a_{y\bar{\tau}}\Delta y).$$

Знак интерполяционных коэффициентов в таблицах не указан. Он выбирается положительным, если при возрастании аргумента функция возрастает, и отрицательным, если при возрастании аргумента функция убывает.

Рассмотрим пример определения по таблицам гиперболического котангенса комплексного аргумента.

Пусть необходимо определить $\text{cth}(1,8332 - i \cdot 3,0769)$.

1. Прибавляем к \bar{x} четыре прямых угла: $\text{cth}(1,8332 - i \cdot 3,0769) = \text{cth}(1,8332 + i \cdot 0,9231)$.

2. Поскольку $|\bar{x}| > 0,5$, находим разность $|-0,923| = 0,0769$.

3. Так как $y > 1$, то находим $\frac{1}{y} = \frac{1}{1,8332} = 0,5451$.

4. Ближайшие табличные значения $x_T = 0,08$, $\frac{1}{y_T} = 0,54$. Соответствующие им значения $t_T = 0,9534$, $\bar{\tau}_T = 0,9922$.

5. Разность между данным x и ближайшим табличным значением составляет $\Delta x = \bar{x} - \bar{x}_T = -0,0031$, разность между данным $\frac{1}{y}$ и ближайшим табличным значением составляет $\Delta y = \frac{1}{y} - \frac{1}{y_T} = 0,0051$.

6. Выписываем интерполяционные коэффициенты:

$$\begin{aligned} a_{xt} &= +3, & a_{x\tau} &= -10, \\ a_{yt} &= -32, & a_{y\tau} &= -6, \end{aligned}$$

7. Находим t и $\bar{\tau}$:

$$t = 0,9534 + 10^{-2} [3(-0,0031) + (-32) \cdot 0,0051] = 0,9517,$$

$$\bar{\tau} = 0,9922 + 10^{-2} [(-10) \cdot (-0,0031) + (-6) \cdot 0,0051] = 0,9922.$$

8. В соответствии с формулами приведения

$$|\text{cth}(1,8332 - i \cdot 3,0769)| = 0,9517,$$

$\text{arg cth}(1,8332 - i \cdot 3,0769) = \text{arg cth}(1,8332 + i \cdot 0,9231) = -(1 - 0,9922) = -0,0078$, причем аргумент выражен в прямых углах, т. е. для перевода в градусы его надо умножить на 90.

II. Для перехода от R_2 к \bar{R}_2 необходимо вычислять обратные гиперболические функции комплексного аргумента: $\text{argth} \sqrt{\frac{p_{I_2}}{p_{I_1}}} R_2$ (приложение I), значения которых также приведены в таблицах Р. Гавелки [11]. В таблицах даны значения x и y в зависимости от t и $\bar{\tau}$.

Обратные гиперболические функции представлены в виде:

$$\text{Re}(\text{argth } te^{\pm i\bar{\tau}}) = y, \quad \text{Im}(\text{argth } te^{\pm i\bar{\tau}}) = \mp (1 - \bar{x}).$$

Значения t в таблицах изменяются от 0,02 через 0,02 до 1,00. При $\bar{\tau} > i$ следует пользоваться формулой приведения:

$$\text{Re}\left(\text{argth } \frac{1}{t} e^{\pm i\bar{\tau}}\right) = y, \quad \text{Im}\left(\text{argth } \frac{1}{t} e^{\pm i\bar{\tau}}\right) = \mp \bar{x}.$$

Значения $\bar{\tau}$ приведены в прямых углах от 0,00 через 0,02 до 1,00. Интерполяция для промежуточных значений t и $\bar{\tau}$ выполняется как описано выше.

Рассмотрим пример определения $\text{argth } te^{i\bar{\tau}}$.

Пусть $t = 0,1507$, $\bar{\tau} = 0,2225$.

1. Ближайшие табличные значения $t = 0,1600$, $\bar{\tau} = 0,2200$, соответствующие им по таблицам значения:

$$\bar{x}_T = 0,0353 \text{ и } y_T = 0,1512.$$

2. Разности между данными и ближайшими табличными значениями t и $\bar{\tau}$ соответственно равны:

$$\Delta t = -0,0093, \quad \Delta \tau = 0,0025.$$

3. Выписываем интерполяционные коэффициенты:

$$\begin{aligned} a_{tx} &= 23, & a_{\bar{\tau}x} &= 15, \\ a_{ty} &= 95, & a_{\bar{\tau}y} &= -9. \end{aligned}$$

4. Находим y и \bar{x} :

$$y = y_T + 10^{-2} (a_{ty} \Delta t + a_{\bar{\tau}y} \Delta \tau) = 0,1512 + 10^{-2} [95 \times \\ \times (-0,0093) + (-9) \cdot 0,0025] = 0,1421,$$

$$\bar{x} = \bar{x}_T + 10^{-2} (a_{t\bar{x}} \Delta t + a_{\bar{\tau}\bar{x}} \Delta \tau) = 0,0353 + 10^{-2} [23 \times \\ \times (-0,0093) + 15 \cdot 0,0025] = 0,0336.$$

5. В соответствии с формулой приведения находим $-(1 - \bar{x}) = -0,9664$, причем \bar{x} выражен в прямых углах.

Далее для вычисления R_3 найденные значения y и x складываются с учетом знаков с y_2 и x_2

$$y_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} = \frac{2\pi}{h_2} \cdot \frac{h_2}{h_1} \sqrt{\frac{\rho_{t_1}}{\rho_{t_2}}},$$

$$x_2 = \frac{4}{\lambda_1} \cdot \frac{h_2}{h_1} \sqrt{\frac{\rho_{t_1}}{\rho_{t_2}}}.$$

После этого по таблицам гиперболических функций комплексного аргумента определяется

$$R_3 = \text{cth} [(y + y_2) + i(x + x_2)].$$

Каждое полученное значение R_3 относится к длине волны

$$\frac{\lambda_1}{h_1} = \frac{\lambda_2}{h_2} \cdot \frac{h_2}{h_1} \sqrt{\frac{\rho_{t_1}}{\rho_{t_2}}}.$$

Аналогично осуществляется переход от R_3 к R_4 . Используя полученные комплексные величины R_2 , R_3 и R_4 нетрудно найти значения κ_3 и κ_4 по обычным правилам действий с комплексными числами в соответствии с формулами (25) и (26).

Для достаточно больших и малых значений $\frac{\lambda_1}{h_1}$ можно получить асимптотические выражения спектральной функции.

Если

$$\frac{\lambda_1}{h_1} \rightarrow 0 \quad (|\kappa_1 h_1| \rightarrow \infty), \quad \text{то } \text{cth } \kappa_1 h_1 \rightarrow 1.$$

Следовательно, $\rho(\omega) \approx 1$. В области коротких волн спектральная функция становится действительной величиной ($\arg \rho(\omega) = 0$).

При достаточно малой величине $|\kappa_1 h_1| \left(\frac{\lambda_1}{h_1} \rightarrow \infty \right)$

$$R_2 = \operatorname{cth} \kappa_1 h_1 \approx \frac{a_2}{\kappa_1 h_1} + \frac{\kappa_1 h_1}{3} b_2,$$

где $a_2 = b_2 = 1$.

Аналогично

$$R_3 \approx \frac{a_3}{\kappa_1 h_1} + \frac{\kappa_1 h_1}{3} b_3,$$

$$R_4 \approx \frac{a_4}{\kappa_1 h_1} + \frac{\kappa_1 h_1}{3} b_4.$$

Подставляя приближенное значение R_2 в формулу для R_3 , а полученный результат в формулу для R_4 , находим значения a_3, b_3, a_4, b_4 .

$$a_1 = \frac{S_1}{S_1 + S_2}, \quad a_4 = \frac{S_1}{S_1 + S_2 + S_3}, \quad a_N = \frac{S_1}{S},$$

$$b_3 = 1 + \frac{S_2}{S_1 + S_2} + \left(\frac{S_2}{S_1 + S_2} \right)^2 \cdot \frac{h_1 + h_2}{h_1},$$

$$b_4 = 1 + \frac{S_2 + S_3}{S_1 + S_2 + S_3} + \left(\frac{S_2 + S_3}{S_1 + S_2 + S_3} \right)^2 + \frac{h_2}{h_1} \left(\frac{S_2 + S_3}{S_1 + S_2 + S_3} \right)^2 + \\ + \frac{h_2}{h_1} \frac{(S_2 + S_3) S_3}{(S_1 + S_2 + S_3)^2} + \frac{S_3}{S_1 + S_2 + S_3} \cdot \frac{h_2 + h_3}{h_1}.$$

При $|k_1 h_1| \rightarrow 0, R_2^2 \approx \frac{a_2^2}{(\kappa_1 h_1)^3} + \frac{2}{3} (a_2 b_2)$. Следовательно, действительная часть спектральной функции не зависит от частоты, а мнимая ее часть неограниченно возрастает с понижением частоты.

Аналогично

$$R_3^2 \approx \frac{a_3^2}{(\kappa_1 h_1)^2} + \frac{2}{3} a_3 b_3,$$

$$R_4^2 \approx \frac{a_4^2}{(\kappa_1 h_1)^2} + \frac{2}{3} a_4 b_4,$$

$$\bar{R}_N^2 \approx \frac{a_N^2}{(\kappa_1 h_1)^2} + \frac{2}{3} a_N b_N.$$

Подставляя приближенные значения R_2, \bar{R}_3 и \bar{R}_4 в формулы (25) и (26) и разделяя действительные и мнимые части, находим:

Для двухслойного разреза

при $\frac{\lambda_1}{h_1} \rightarrow \infty$ или $\omega \rightarrow 0$:

$$\lim \rho(\omega) = \frac{2a_{11}^2}{(\kappa_1 h_1)^2} + \lim \operatorname{Re} \rho(\omega), \quad (27)$$

где $\lim \operatorname{Re} \rho(\omega) = \frac{1}{3}$.

Для трехслойного разреза

$$\lim \operatorname{Re} \rho(\omega) = \frac{4}{3} a_3 b_3 - 1 + a_3^2 \frac{h_2 S_2}{h_1 S_1} \cdot \left(\frac{\rho_{l_1}}{\rho_{l_2}} - 1 \right). \quad (28)$$

Для четырехслойного разреза

$$\begin{aligned} \lim \operatorname{Re} \rho(\omega) = \frac{4}{3} a_4 b_4 - 1 + a_4^2 \left[\frac{h_2 S_2}{h_1 S_1} \left(\frac{\rho_{l_1}}{\rho_{l_2}} - 1 \right) \left(\frac{S_2 + S_3}{S_2} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{h_2 S_2}{h_1 S_1} \left(\frac{\rho_{l_2}}{\rho_{l_3}} - 1 \right) \right]. \quad (29) \end{aligned}$$

Перейдем к рассмотрению методики вычисления интеграла Фурье

$$\frac{\rho_z}{\rho_1} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\omega) \frac{e^{-l\omega}}{-l\omega} d\omega.$$

Прежде всего отметим, что при $\omega \rightarrow 0$ $|\rho(\omega)| \rightarrow \infty$. Чтобы сделать возможными расчеты, вычтем из функции $\rho(\omega)$ ее предельное значение $\frac{a_N^2}{(k_1 h_1)^2} = i \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\lambda_1}{h_1} \right)^2$:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_z}{\rho_1} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\rho(\omega) - i \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\lambda_1}{h_1} \right)^2 \right] \frac{e^{-l\omega}}{-l\omega} d\omega + \\ + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} i \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\lambda_1}{h_1} \right)^2 \frac{e^{-l\omega}}{-l\omega} d\omega. \end{aligned}$$

В соответствии с формулой (4)

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} i \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\lambda_1}{h_1} \right)^2 \frac{e^{-l\omega}}{-l\omega} d\omega = \left(\frac{S_1}{2\pi S} \right)^2 \frac{10^7 \cdot \rho_{l_1}}{h_1^2} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\pi e^{-l\omega}}{(-l\omega)^2} d\omega = \\ = \left(\frac{S_1}{2\pi S} \right)^2 \frac{10^7 \rho_{l_1}}{h_1^2} \quad \text{при } l > 0. \end{aligned}$$

Введем новый параметр τ_1 , являющийся аналогом длины волны в гармонических процессах.

Пусть

$$\tau_1 = \sqrt{10^7 \rho_1 \cdot 2\pi t},$$

тогда

$$\frac{P_{\Sigma}}{P_{I_1}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\rho(\omega) - i \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\lambda_1}{h_1} \right)^2 \right] \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega + \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_1}{h_1} \right)^2.$$

Величину τ_1 , имеющую размерность длины, будем называть параметром становления. Параметр становления является аналогом разноса в методах постоянного тока; он контролирует глубину исследования в методе становления магнитного поля. Напомним, что $e^{-i\omega t} = \cos \omega t - i \sin \omega t$, и обозначим $\rho(\omega) - i \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\lambda_1}{h_1} \right)^2 = \text{Re} \rho(\omega) + i \text{Im} \rho(\omega)$.

Преобразуем интеграл Фурье к виду, удобному для вычислений:

$$\begin{aligned} \frac{P_{\Sigma}}{P_{I_1}} - \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_1}{h_1} \right)^2 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\text{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} - \text{Im} \rho(\omega) \frac{\cos(\omega) t}{\omega} \right] d\omega + \\ &+ \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\text{Im} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} - \text{Re} \rho(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega} \right] d\omega. \end{aligned}$$

Как известно, действительная часть является четной функцией частоты, а мнимая часть — нечетной. Это следует из соотношений:

$$\text{Re} \rho(\omega) = |\rho(\omega)| \cdot \cos \varphi_{\omega};$$

$$\text{Im} \rho(\omega) = |\rho(\omega)| \cdot \sin \varphi_{\omega},$$

где $|\rho(\omega)|$ и φ_{ω} — модуль и аргумент комплексной спектральной функции.

Из приведенных соотношений следует нечетность суммы $\text{Im} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} + \text{Re} \rho(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega}$ и равенство нулю второго интеграла в формуле для $\frac{P_{\Sigma}}{P_{I_1}}$.

Поэтому

$$\frac{P_{\Sigma}}{P_{I_1}} - \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_1}{h_1} \right)^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[\text{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} - \text{Im} \rho(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega} \right] d\omega. \quad (30)$$

Заметим теперь, что при $t < 0$ по условиям задачи $\frac{p_2}{p_1} = 0$.
Следовательно,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin(-\omega t)}{\omega} - \operatorname{Im} \rho(\omega) \frac{\cos(-\omega t)}{\omega} \right] d\omega = \\ & = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[-\operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} - \operatorname{Im} \rho(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega} \right] d\omega = 0. \end{aligned}$$

Вычитая последнее выражение из формулы (30), получим окончательно:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin(\omega t)}{\omega} d\omega + \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_1}{h_1} \right)^2. \quad (31)$$

Основная трудность при вычислении интеграла Фурье согласно формуле (31) связана с осциллирующим характером синуса. Для численного расчета интеграла Фурье Филоном [16], М. В. Школасовой [15] и В. В. Солодовниковым [17] были предложены способы, основная идея которых заключается в расчете значений спектральной функции по относительно редкой сетке значений независимой переменной и в получении промежуточных значений функций, необходимых для интегрирования, с помощью интерполяции.

Поскольку спектральная функция является сравнительно медленно меняющейся, в данном случае можно ограничиться линейной интерполяцией. В соответствии с этим заменим функцию $\rho(\omega)$ отрезками прямых между двумя соседними вычисленными значениями.

Пусть расчет действительной части спектральной функции выполнен при n значениях частоты от ω_1 до ω_n . Обозначим соответствующие значения через $\operatorname{Re}'_1, \operatorname{Re}'_2, \dots, \operatorname{Re}'_n$. При этом выберем частоту ω настолько низкой, чтобы

$$\operatorname{Re}'_1 \approx \lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re}' \rho(\omega),$$

$$\operatorname{Re}'_n \approx \lim_{\omega \rightarrow \infty} \operatorname{Re}' \rho(\omega) = 1.$$

Приближенные равенства должны соблюдаться с заданной погрешностью (обычно около 1%). Используя высокочастотное предельное значение $\rho(\omega)$, можно записать:

$$\frac{p_2}{p_1} - \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_1}{h_1} \right)^2 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\operatorname{Re}' \rho(\omega) - 1 \right] \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

Второй интеграл в данной формуле равен единице.

Поэтому

$$\frac{p_{\tau}}{p_{l_1}} = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} [\operatorname{Re}' \rho(\omega) - 1] \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

Поскольку выражение в квадратных скобках равно нулю при $\omega > \omega_n$, в качестве верхнего предела интегрирования можно выбрать значение ω_n :

$$\frac{p_{\tau}}{p_{l_1}} - \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_1}{l_1} \right)^2 = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\omega_n} [\operatorname{Re}' \rho(\omega) - 1] \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

Значения ординат функции $\operatorname{Re}' \rho(\omega) - 1$ в точках $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$ обозначим $\operatorname{Re}_1, \operatorname{Re}_2, \dots, \operatorname{Re}_n$, причем $\operatorname{Re}_n = 0$, $\operatorname{Re}_{n-1} = \Delta_{n-1}$, $\operatorname{Re}_{n-2} = \Delta_{n-1} + \Delta_{n-2}$, $\dots, \operatorname{Re}_2 = \Delta_2 + \Delta_3 + \dots + \Delta_{n-1}$, $\operatorname{Re}_1 = \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \dots + \Delta_{n-1}$, где Δ_p есть разность $\operatorname{Re}_p - \operatorname{Re}_{p+1}$ ($p = 1, 2, \dots, n$), а $\Delta_n = 0$.

Заменим на отрезке между ω_p и ω_{p+1} $\operatorname{Re}' \rho(\omega) - 1$ его приближенным значением:

$$\operatorname{Re}' \rho(\omega) - 1 = \operatorname{Re}_{p+1} + \Delta_p \frac{\omega - \omega_{p+1}}{\omega_p - \omega_{p+1}} = \sum_{k=p+1}^n \Delta_k + \Delta_p \frac{\omega - \omega_{p+1}}{\omega_p - \omega_{p+1}}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \int_0^{\omega_n} [\operatorname{Re}' \rho(\omega) - 1] \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega &\approx \int_0^{\omega_1} \operatorname{Re}_1 \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \sum_{p=1}^{n-1} \int_{\omega_p}^{\omega_{p+1}} \left(\sum_{k=p+1}^n \Delta_k + \right. \\ &\quad \left. + \Delta_p \frac{\omega - \omega_{p+1}}{\omega_p - \omega_{p+1}} \right) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega. \end{aligned}$$

Поскольку Re_1 , $\sum_{k=p+1}^n \Delta_k$ и Δ_p не зависят от частоты, интересующий нас интеграл можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \int_0^{\omega_n} [\operatorname{Re}' \rho(\omega) - 1] \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega &= (\Delta_1 + \Delta_2 + \dots + \Delta_{n-1}) \times \\ &\times \int_0^{\omega_1} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + (\Delta_2 + \dots + \Delta_{n-1}) \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \\ &+ \Delta_1 \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\omega - \omega_2}{\omega_1 - \omega_2} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \dots + \Delta_{n-1} \int_{\omega_{n-2}}^{\omega_{n-1}} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \Delta_{n-2} \int_{\omega_{n-2}}^{\omega_{n-1}} \frac{\omega - \omega_{n-1}}{\omega_{n-2} - \omega_{n-1}} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \Delta_{n-1} \int_{\omega_{n-1}}^{\omega_n} \frac{\omega - \omega_n}{\omega_{n-1} - \omega_n} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega = \\
& = \left(\Delta_1 \int_0^{\omega_1} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \Delta_2 \int_0^{\omega_2} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \dots + \Delta_{n-1} \int_0^{\omega_{n-1}} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \right) + \\
& + \left(\Delta_1 \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\omega - \omega_2}{\omega_1 - \omega_2} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \Delta_2 \int_{\omega_2}^{\omega_3} \frac{\omega - \omega_3}{\omega_2 - \omega_3} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \right. \\
& + \dots + \Delta_{n-1} \int_{\omega_{n-1}}^{\omega_n} \frac{\omega - \omega_n}{\omega_{n-1} - \omega_n} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \left. \right) = \Delta_1 \left(\int_0^{\omega_1} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \right. \\
& + \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\omega - \omega_2}{\omega_1 - \omega_2} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \left. \right) + \Delta_2 \left(\int_0^{\omega_2} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \right. \\
& + \int_{\omega_2}^{\omega_3} \frac{\omega - \omega_3}{\omega_2 - \omega_3} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \left. \right) + \dots + \Delta_{n-1} \left(\int_0^{\omega_{n-1}} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \right. \\
& + \int_{\omega_{n-1}}^{\omega_n} \frac{\omega - \omega_n}{\omega_{n-1} - \omega_n} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \left. \right) = \sum_{p=1}^{n-1} \Delta_p \left(\int_0^{\omega_p} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \right. \\
& \left. + \int_{\omega_p}^{\omega_{p+1}} \frac{\omega - \omega_{p+1}}{\omega_p - \omega_{p+1}} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \right).
\end{aligned}$$

Используя известные формулы интегрирования, а также учитывая, что $\omega_{p+1} \sqrt{2} \omega_p$, выражение в скобках можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\int_0^{\omega_p} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + \int_{\omega_p}^{\omega_{p+1}} \frac{\omega - \omega_{p+1}}{\omega_p - \omega_{p+1}} \cdot \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega &= \frac{\sin(\omega_p t) - \sqrt{2} \sin(\sqrt{2} \omega_p t)}{\sqrt{2} - 1} - \\
& - \frac{\cos \omega_p t - \cos \sqrt{2} \omega_p t}{(\sqrt{2} - 1) \omega_p t} = F(\omega_p t).
\end{aligned}$$

Произведение $\omega_p t$ можно заменить квадратом отношения параметра становления в первом пласте τ_1 к соответствующей длине волны λ_{1p} .

$$\left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}} \right)^2 = \left(\frac{\sqrt{10^7 2\pi t \rho l_1}}{\sqrt{10^7 T_p \rho l_1}} \right)^2 = \left(\sqrt{\frac{2\pi t}{T_p}} \right)^2 = \omega_p t.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{\tau}}{\rho_{l_1}} &= \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_1}{h_1} \right)^2 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \approx \\ &\approx 1 + \left(\frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_1}{h_1} \right)^2 + \frac{2}{\pi} \sum_{p=1}^n \Delta_p F \left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}} \right). \end{aligned}$$

Анализ теоретических кривых становления магнитного поля показывает, что кажущееся удельное сопротивление ρ_{τ} , аналогично спектральной функции $\rho(\omega)$, сильно изменяется при малых значениях параметра становления и слабо изменяется при больших τ_1 . Поэтому при расчете теоретических кривых с помощью последней формулы обычно выбирают значения $\frac{\tau_1}{h_1}$ со знаменателем, равным знаменателю геометрической прогрессии для $\frac{\lambda_{1p}}{h_1}$, т. е. $\sqrt[4]{2}$. Соответственно значения ω и t образуют геометрические прогрессии со знаменателем $q = \sqrt{2}$. Произведения $\omega_p t$ также образуют геометрическую прогрессию с $q = \sqrt{2}$, а отношение $\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}}$ — геометрическую прогрессию с $q = \sqrt[4]{2}$.

Значения вспомогательной функции $F \left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}} \right)$ приведены в табл. 1, из которой видно, что при $\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}} \rightarrow 0$ $F \left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}} \right) \rightarrow 0$, а при $\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}} \geq 8$ $F \left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}} \right) \approx 1,00$.

Для расчета кривых становления на узкой полосе бумаги выписываются в горизонтальную строку значения $\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}}$, для которых рассчитана функция F , а под ними, во вторую строку — значения $F \left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}} \right)$.

Практические операции по расчету волновых кривых становления поля сводятся к следующему.

1. Рассчитывается ряд значений спектральной функции и определяется $\operatorname{Re} \rho(\omega) - 1$ в зависимости от $\frac{\lambda_1}{h_1}$. Пределы изменения $\frac{\lambda_1}{h_1}$ выбираются таким образом, чтобы при $\left(\frac{\lambda_1}{h_1} \right)_{\min}$ $\operatorname{Re} \rho(\omega) \approx 1,00$, а при $\left(\frac{\lambda_1}{h_1} \right)_{\max}$ $\operatorname{Re} \rho(\omega) \approx \lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re} \rho(\omega)$.

2. Значения $\frac{\lambda_1}{h_1}$ выписываются в первую горизонтальную строку расчетной таблицы в порядке возрастания $\frac{\lambda_1}{h_1}$ слева

Таблица 1

τ_1/λ_{1p}	0,105	0,125	0,149	0,176	0,210	0,250
$F\left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}}\right)$	0,0058	0,0085	0,0115	0,0170	0,0230	0,0341
τ_1/λ_{1p}	0,290	0,351	0,420	0,500	0,595	0,707
$F\left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}}\right)$	0,0460	0,0678	0,0915	0,136	0,191	0,269
τ_1/λ_{1p}	0,841	1,00	1,19	1,41	1,68	2,00
$F\left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}}\right)$	0,376	0,521	0,703	0,922	1,111	1,162
τ_1/λ_{1p}	2,38	2,93	3,36	4,00	4,76	5,66
$F\left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}}\right)$	1,013	0,935	1,057	0,977	1,001	0,937
τ_1/λ_{1p}	6,73	8,00				
$F\left(\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}}\right)$	1,00	1,00				

направо, а соответствующие значения $\operatorname{Re} p(\omega) - 1$ выписываются под ними, во вторую горизонтальную строку.

3. Для каждой пары $\operatorname{Re} p(\omega) - 1$ находится разность $\Delta \operatorname{Re} p(\omega) = \operatorname{Re} p_{r+1} - \operatorname{Re} p_r$, которая выписывается в третью горизонтальную строку под $\operatorname{Re} p_r$. Очевидно, что полученные разности в начале и в конце строки должны приближаться к нулю.

4. Полоска бумаги с выписанными в строку значениями функции F накладывается на расчетную таблицу так, чтобы $\frac{\tau_1}{\lambda_{1p}}$ равно единице, находилось под крайним левым значением $\frac{\lambda_1}{h_1}$ первой горизонтальной строки.

5. Каждая разность $\Delta \operatorname{Re}$ умножается на значение функции F , находящейся под ней, а полученное произведение записывается под $\Delta \operatorname{Re}$ в четвертую горизонтальную строку.

6. Полоска бумаги с функцией F сдвигается на одну колонку вправо и повторяются те же операции.

7. В результате расчетная таблица заполняется произведениями $\Delta \operatorname{Re} \cdot F$, которые суммируются по вертикальным колонкам.

кам. Каждая полученная сумма соответствует значению $\frac{v_1}{h_1}$, равному тому $\frac{\lambda_1}{h_1}$, которое находится в первой строке данной колонки.

8. К каждой сумме прибавляется $1 + \left(\frac{S_i}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_i}{h_1} \right)^2$, в результате чего в последней горизонтальной строке таблицы образуются значения кажущегося удельного сопротивления волновой кривой становления поля для разреза с подстилающим изолятором.

В заключение следует отметить, что описанная приближенная методика расчета становления магнитного поля может применяться не только для $r \rightarrow \infty$, но и для любых разносов, если имеется соответствующая спектральная функция. При этом отпадает необходимость прибавления функции $\left(\frac{S_i}{2\pi S} \cdot \frac{\tau_i}{h_1} \right)^2$ к конечному результату.

§ 5. Расчет теоретических кривых поздней стадии становления магнитного поля

Рассмотрев вопросы расчета волновой стадии теоретических кривых становления поля в дальней зоне, перейдем к изучению поздней стадии. Воспользовавшись асимптотическим свойством интеграла Фурье, в силу которого поведение ρ_z при $t \rightarrow \infty$ определяется поведением спектральной функции при $\omega \rightarrow 0$, получим приближенную формулу для расчета поздней стадии становления поля.

$$B_z(t) \approx \frac{I\mu_0}{4\pi} \sin \theta \int_0^{\infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2m^2 J_1(mr)}{m \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\rho(\omega)}{R_N^2} + i \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\kappa_i}{R_N}} \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega dm. \quad (32)$$

В соответствии с формулами (27) — (29)

$$\begin{aligned} \lim_{\omega \rightarrow 0} \rho(\omega) &= \frac{2a^3}{(\kappa_1 h_1)^3} \left[1 - \frac{c}{2a^3} (\kappa_1 h_1)^2 \right], \\ i \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\kappa_i}{R_N} &= \frac{\kappa_1^2 h_1}{a} \left[1 - \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2 \right], \\ \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\rho(\omega)}{R_N^2} &= 2 \left[1 - \left(\frac{2}{3} \frac{b}{a} - \frac{c}{2a^3} \right) (\kappa_1 h_1)^2 \right], \end{aligned}$$

где $c = \lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re} \rho(\omega)$.

Отметим, что данные равенства имеют одинаковый вид независимо от числа слоев геоэлектрического разреза. Параметры слоев входят лишь в коэффициенты a , b , c . Подставляя предельные значения в выражение для подынтегральной функции (32), найдем:

$$\begin{aligned} \frac{2m^2}{m \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\rho(\omega)}{R_N^2} + \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\kappa_1}{R_N}} &= \frac{2m^2}{2m \left[1 - \left(\frac{2}{3} \frac{b}{a} - \frac{c}{a^2} \right) (\kappa_1 h_1)^2 \right] + \frac{\kappa_1^2 h_1}{a} \left[1 - \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2 \right]} \\ &\approx \frac{2m^2 \left[1 + \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2 \right]}{2m + \frac{\kappa_1^2 h_1}{a} \left[1 - \left(\frac{2}{3} b - \frac{2c}{a} \right) m h_1 \right]} \\ &= \frac{2m^2 \left[1 + \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2 \right]}{\left[1 - \left(\frac{2}{3} b - \frac{2c}{a} \right) m h_1 \right] \left[\frac{\kappa_1^2 h_1}{a} + \frac{2m}{1 - \left(\frac{2}{3} b - \frac{2c}{a} \right) m h_1} \right]} \end{aligned}$$

Пренебрегая в знаменателях дробей вторыми и более высокими степенями m , получим более простое выражение при $\omega \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} \frac{2m^2}{\frac{m \rho(\omega)}{R_N^2} + \frac{\kappa_1}{R_N}} &\approx \frac{2m^2 \left[1 + \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{2}{3} b - \frac{c}{a} \right) m h_1 \right]}{2m + \frac{\kappa_1^2 h_1}{a}} \\ &= \frac{\left[2m^2 + 2m^3 h_1 \left(\frac{2}{3} b - \frac{c}{a} \right) \right] \left[1 + \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2 \right]}{2m + \frac{\kappa_1^2 h_1}{a}} \end{aligned}$$

С помощью полученной формулы интегральное выражение для поздней стадии становления магнитного поля можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} B_z(t) \approx \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(\mu_1)}{4\pi} \sin \Theta \int_0^{\infty} \frac{\left[2m^2 + 2m^3 h_1 \left(\frac{2}{3} b - \frac{c}{a} \right) \right] \left[1 + \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2 \right] J_1(mr)}{2m + \frac{\kappa_1^2 h_1}{a}} \times \\ \times \frac{e^{-l\omega t}}{-l\omega} dmd\omega. \end{aligned}$$

Для вычисления интеграла изменим порядок интегрирования:

$$B_z(t) \approx \frac{I\mu_0}{4\pi} \sin \Theta \int_0^{\infty} \left[2m^2 + 2m^3 h_1 \left(\frac{2}{3} b - \frac{c}{a} \right) \right] J_1(mr) \times \\ \times \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 + \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2}{2m + \frac{\kappa_1^2 h_1}{a}} \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega dm. \quad (33)$$

Как было показано выше, производная по времени от вертикальной компоненты магнитной индукции $\frac{\partial B_z(t)}{\partial t}$ более наглядно отображает характер геоэлектрического разреза, чем $B_z(t)$.

Поэтому продифференцируем формулу (33) по t :

$$\frac{\partial B_z(t)}{\partial t} \approx \frac{I\mu_0}{4\pi} \sin \Theta \int_0^{\infty} \left[2m^2 + 2m^3 h_1 \left(\frac{2}{3} b - \frac{c}{a} \right) \right] J_1(mr) \times \\ \times \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 + \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2}{2m + \frac{\kappa_1^2 h_1}{a}} \cdot e^{-i\omega t} d\omega dm. \quad (34)$$

Рассмотрим второй интеграл в выражении (34):

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 + \frac{b}{3a} (\kappa_1 h_1)^2}{2m + \frac{\kappa_1^2 h_1}{a}} \cdot e^{-i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t} d\omega}{\mu_0 S \left(\frac{2m}{\mu_0 S} - i\omega \right)} + \\ + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\frac{b}{3a} \cdot \frac{\mu_0 \kappa_1^2}{\rho_1} (-i\omega) e^{-i\omega t} d\omega}{\mu_0 S \left(\frac{2m}{\mu_0 S} - i\omega \right)}$$

Известно [16], что $\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t} d\omega}{\frac{2m}{\mu_0 S} - i\omega} = e^{-\frac{2mt}{\mu_0 S}}$

Дифференцируя это равенство по t , получим:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(-i\omega) e^{-i\omega t} d\omega}{\frac{2m}{\mu_0 S} - i\omega} = \left(-\frac{2m}{\mu_0 S}\right) e^{-\frac{2mt}{\mu_0 S}}$$

Подставляя значения интегралов в формулу (31), получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z(t)}{\partial t} \approx & \frac{I \mu_0}{4\pi} \sin \Theta \int_0^{\infty} \left[2m^2 + 2m^3 h_1 \left(\frac{2}{3} b - \frac{c}{a} \right) \right] \times \\ & \times \left[1 + \frac{1}{3} \frac{b}{a} \frac{\mu_0 h_1^2}{\rho_1} \left(-\frac{2m}{\mu_0 S} \right) \right] \frac{e^{-\frac{2mt}{\mu_0 S}}}{\mu_0 S} J_1(mr) dm. \end{aligned}$$

Пренебрегая четвертыми степенями малой величины m , найдем:

$$\frac{\partial B_z(t)}{\partial t} \approx \frac{I \mu_0}{4\pi} \sin \Theta \int_0^{\infty} \frac{2m^2}{\mu_0 S} e^{-\frac{2mt}{\mu_0 S}} \left(1 - mh_1 \frac{c}{a} \right) J_1(mr) dm.$$

Вычисляя последний интеграл с помощью известной формулы Вебера — Липшица, получим окончательное выражение для ρ_z :

$$\frac{\rho_z}{\rho_{z1}} = \frac{r}{h_1} \cdot \frac{S_1}{S} \left\{ \frac{q^2}{(1+q^2)^{3/2}} + A \left[\frac{1}{(1+q^2)^{3/2}} - \frac{5q^4}{(1+q^2)^{5/2}} \right] \right\},$$

где $q = \frac{\frac{r_1}{h_1}}{2\pi \sqrt{\frac{r}{h_1} \cdot \frac{S}{S_1}}}$;

$$A = \frac{h_1}{r} \cdot \frac{S}{S_1} \lim_{\omega \rightarrow 0} \rho(\omega).$$

Как видно из полученной формулы, поздняя стадия неустановившегося магнитного поля зависит от двух обобщенных параметров геоэлектрического разреза: суммарной продольной проводимости и предельного значения спектральной функции $\rho(\omega)$ при $\omega \rightarrow 0$. Нетрудно заметить, что относительное влияние этих двух параметров изменяется с увеличением разноса. Чем больше

r , тем слабее влияет величина A на позднюю стадию становления магнитного поля. При $r \rightarrow \infty \frac{\rho_2}{\rho_1} \approx \frac{r}{h_2} \cdot \frac{S_1}{S} \cdot \frac{q^2}{(1+q^2)^{3/2}}$, т. е. для достаточно больших разностей, поздняя стадия неустановившегося магнитного поля зависит только от одного обобщенного параметра разреза — суммарной продольной проводимости.

Следовательно, в области больших разностей и больших значений времени всю совокупность проводящих пластов можно заменить эквивалентной плоскостью с поверхностной проводимостью S . Впервые неустановившееся магнитное поле в присутствии проводящей плоскости было изучено С. М. Шейнманом [23].

§ 6. Палетки становления магнитного поля

В предыдущем параграфе были выведены формулы для расчета теоретических кривых становления поля.

С помощью этих формул в лаборатории электроразведки ВНИИ Геофизики были выполнены расчеты волновых кривых становления поля для типичных трехслойных и четырехслойных разрезов, а также расчеты кривых поздней стадии (рис. 1).

Всего было рассчитано 62 трехслойные кривые для $\rho_2 = \infty$ и 11 четырехслойных кривых для $\rho_2 = \infty$ (приложение 2). При этом продольные удельные сопротивления промежуточных пластов принимали следующие значения.

Для трехслойных разрезов

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{21}{3}, \frac{3}{7}, \frac{1}{4}, \frac{1}{9}, \frac{1}{19}, \frac{3}{2}, \frac{7}{3}, 4, 9, 19.$$

Для четырехслойных разрезов

$$\begin{array}{ll} \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{7}{12}, & \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{4}, \\ \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{39}{9}, & \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}, \\ \frac{\rho_2}{\rho_1} = \infty, & \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}. \end{array}$$

Кроме того, с помощью спектральной функции для двухслойного разреза с подстилающим изолятором, вычисленной на быстродействующей электронной машине под руководством Д. Н. Шахсуварова (Институт физики Земли АН СССР), во

ВНИИГеофизике была рассчитана двухслойная палетка становления магнитного поля при $\frac{r}{h_1} = 2,88; 3,43; 4,08; 4,86; 5,76; 6,86; 8,16$ и $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \infty$ (рис. 2).

Волновые палетки становления поля имеют шифр, первые две буквы которого (ВС) означают «волновые становления».

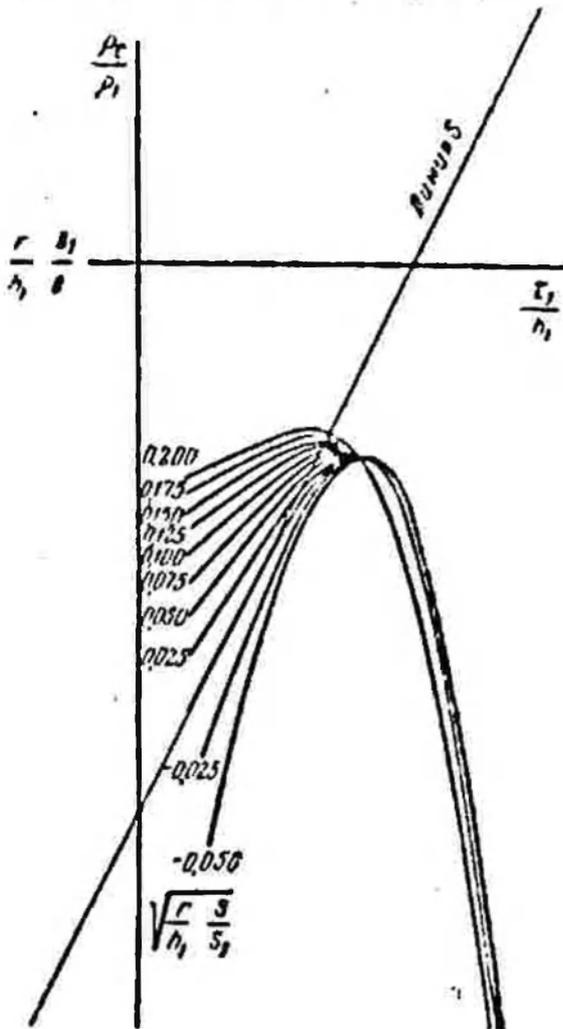


Рис. 1. Палетка поздней стадии становления магнитного поля (на кривых указаны значения параметра A)

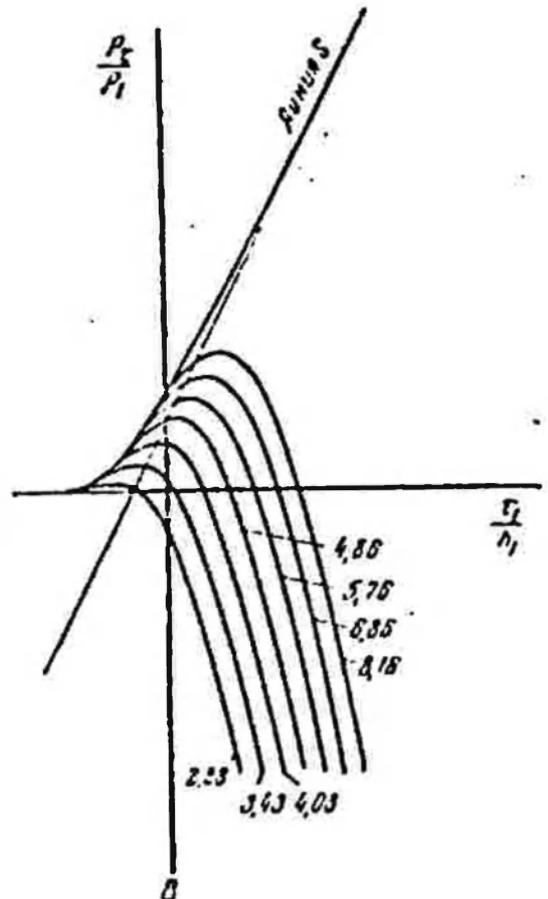


Рис. 2. Двухслойная палетка становления магнитного поля (в кружках указаны значения $\frac{r}{h_1}$)

Следующие затем две цифры характеризуют относительное удельное сопротивление, мощность второго пласта, и т. д. Например, $ВС - \frac{1}{4} - 1 - \infty$ — шифр трехслойной волновой палетки становления поля для разреза с $\frac{\rho_{1_2}}{\rho_{1_1}} = \frac{1}{4}$, $\frac{h_2}{h_1} = 1$ и $\rho_3 = \infty$.

По горизонтальной оси палетки в логарифмическом масштабе отложено отношение $\frac{\tau_2}{h_1}$, а по вертикальной оси — в логарифмическом масштабе отношение $\frac{\rho_2}{\rho_1}$. Ордината горизонтальной оси

палетки равна 1. За абсциссу вертикальной оси палетки указателя глубины принято значение $\frac{\tau_1}{h_1} = 8$.

На каждой палетке собраны кривые с закрепленным $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ п переменным отношением $\frac{h_2}{h_1}$. Шифр такой палетки $BC \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{h_2}{h_1} - M - \infty$ (мощность переменная).

Оси палетки поздней стадии отличаются тем, что их координаты зависят от разноса. При изменении последнего палетка поздней стадии смещается, не изменяя своей формы, параллельно координатным осям.

Вертикальная ось палетки поздней стадии имеет абсциссу $\frac{\tau_1}{h_1} = \sqrt{\frac{r \cdot S}{h_1 \cdot S_1}}$, а горизонтальная $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{r}{h_1} \cdot \frac{S_1}{S}$. Каждая кривая оцифрована соответствующим значением A .

§ 7. Построение кривых становления магнитного поля в дальней зоне

Процесс становления магнитного поля при сравнительно малых временах и больших разносах описывается волновыми кривыми, а при больших временах и больших разносах — кривыми поздней стадии. Следовательно, сочетая волновые кривые и кривые поздней стадии, можно построить кривую становления поля в дальней зоне для любых моментов времени от 0 до ∞ . В качестве исходных величин при этом используются геоэлектрические параметры разреза и значение $\frac{r}{h_1}$. Первым этапом построения является расчет волновой кривой или интерполяции между ближайшими палеточными кривыми. Результат расчета наносится на прозрачный бланк ВЭЗ. Затем подсчитывается значение $A = \frac{r}{h_1} \cdot \frac{S}{S_1} \cdot \lim_{\omega \rightarrow 0} \text{Re} \rho(\omega)$, а также отношение $\frac{r}{h_1} \cdot \frac{S_1}{S}$ и $\sqrt{\frac{r \cdot S}{h_1 \cdot S_1}}$. Крест палетки поздней стадии помещается в точку

с координатами $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{r}{h_1} \cdot \frac{S_1}{S}$ и $\frac{\tau_1}{h_1} = \sqrt{\frac{r \cdot S}{h_1 \cdot S_1}}$.

На бланк переносится кривая для вычисленного значения A (либо полученная в результате интерполяции). На рис. 3 показано построение кривых становления поля в дальней зоне. Обычно при таком построении волновая кривая плавно переходит в кривую поздней стадии. Однако, если разнос выбран недостаточно большим, кривые могут не сомкнуться. В этом случае средняя часть кривой становления поля получается путем интерполяции. Таким образом, большая часть кривой становления строится с помощью волновой кривой и лишь правая ветвь — с помощью одной из кривых поздней стадии.

Следует отметить, что геоэлектрический разрез совершенно по-разному влияет на волновую и позднюю стадии. Как видно из рассмотрения волновых кривых, они значительно дифференцируются в зависимости от изменения каждого из пара-

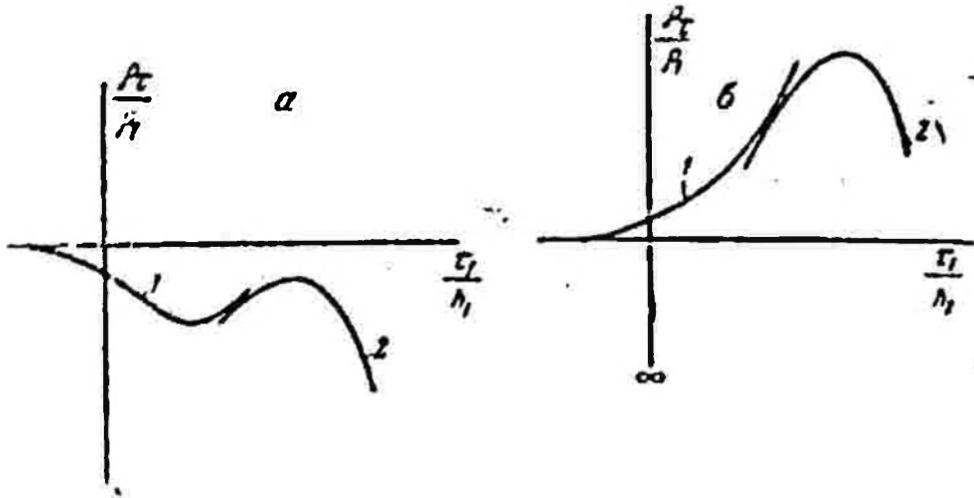


Рис. 3. Построение кривых становления магнитного поля в дальней зоне

$$a) \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{4}, \frac{h_2}{h_1} = 1, r_0 = \infty, \frac{r}{h_1 + h_2} = 7; \quad б) \frac{\rho_2}{\rho_1} = 4, \frac{h_2}{h_1} = 2, r_0 = \infty, \frac{r}{h_1 + h_2} = 5$$

1 — волновая кривая, *2* — кривая поздней стадии

метров геоэлектрического разреза. Наоборот, кривые поздней стадии зависят лишь от обобщенных параметров S и A , параметры же отдельных пластов не проявляются раздельно на кривых поздней стадии.

§ 8. Анализ теоретических кривых становления магнитного поля

Важнейшим свойством кривых становления поля, определяющим их практическую ценность, является ослабление экранирующего влияния промежуточных пластов высокого удельного сопротивления. В качестве примера рассмотрим четырехслойный разрез с подстилающим изолятором, в котором второй пласт обладает весьма высоким удельным сопротивлением, а $\rho_1 = \rho_3$. Поведение кажущегося удельного сопротивления $\frac{\rho_{\Sigma}}{\rho_1}$ определяется спектральной функцией $\rho(\omega)$, а поведение кривой ВЭЗ, как показано в работе [2], зависит от функции \bar{R} .

Для рассматриваемого случая

$$\rho(\omega) = \text{cth} \left[\kappa_1 h_1 + \text{archth} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \text{cth} \left(\kappa_2 h_2 + \text{archth} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \text{cth} \kappa_1 h_3 \right) \right],$$

$$\bar{R} = \text{cth} \left[m h_1 + \text{archth} \frac{\rho_2}{\rho_1} \text{cth} \left(m h_2 + \text{archth} \frac{\rho_1}{\rho_2} \text{cth} m h_3 \right) \right].$$

Пусть удельное сопротивление второго пласта возрастает, а мощность уменьшается.

Тогда

$$\begin{aligned} \rho(\omega) &= \text{cth} \left[\kappa_1 h_1 + \text{arcth} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \cdot \frac{1 + \text{cth} \kappa_2 h_2 \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \text{cth} \kappa_1 h_3}{\text{cth} \kappa_2 h_2 + \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \text{cth} \kappa_1 h_3} \right] \approx \\ &\approx \text{cth} \left[\kappa_1 h_1 + \text{arcth} \left(\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \cdot \frac{1}{\text{cth} \kappa_2 h_2} + \text{cth} \kappa_1 h_3 \right) \right] \approx \\ &\approx \text{cth} [\kappa_1 h_1 + \text{arcth} (\kappa_1 h_2 + \text{cth} \kappa_1 h_3)], \\ \bar{R} &= \text{cth} \left[mh_1 + \text{arcth} \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{1 + \text{cth} mh_2 \frac{\rho_1}{\rho_2} \text{cth} mh_3}{\text{cth} mh_2 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \text{cth} mh_3} \right] \approx \\ &\approx \text{cth} \left[mh_1 + \text{arcth} \left(mh_2 \frac{\rho_2}{\rho_1} + \text{cth} mh_3 \right) \right]. \end{aligned}$$

Основное различие между $\rho(\omega)$ и \bar{R} заключается в том, что $\rho(\omega)$ при сделанных допущениях не зависит от удельного сопротивления экрана. Поэтому при $h_2 \rightarrow 0$, $\rho(\omega) \approx \text{cth} \kappa_1 (h_1 + h_3)$, т. е.

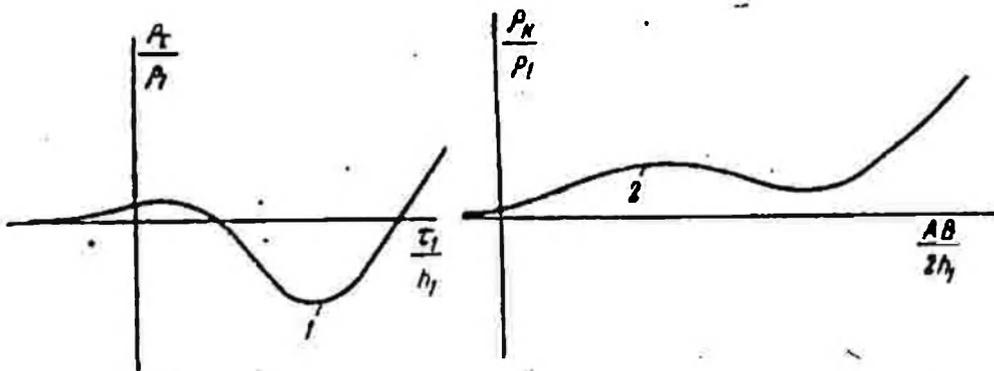


Рис. 4. Сравнение разрешающей способности четырехслойных кривых ρ_τ и ρ_κ

1-кривая ρ_τ при $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{39}{9}$, $\frac{h_2}{h_1} = 1$, $\frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{1}{9}$, $\frac{h_3}{h_1} = 1$, $\rho_4 = \infty$;
 2-кривая ρ_κ при $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 4$, $\frac{h_2}{h_1} = 1$, $\frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{1}{9}$, $\frac{h_3}{h_1} = 1$, $\rho_4 = \infty$

тонкий экран не влияет на $\rho(\omega)$ и ρ_τ . Наоборот, \bar{R} зависит от произведения $T_2 = h_2 \cdot \rho_2$ и, если h_2 мало, но $\frac{\rho_2}{\rho_1} \rightarrow \infty$, то $\bar{R} \approx \text{cth} mh_1$, т. е. соответствует случаю абсолютного экранирования. Что касается экранов конечной мощности, то, как показывают теоретические кривые (рис. 4) в методе становления магнитного поля, их влияние существенно ослаблено по сравнению с методом ВЭЗ. Следует отметить [6], что непроводящие пласты

влияют на процесс становления электрического поля столь же сильно, как и на кривые зондирования постоянным током.

Теоретические кривые, показанные на рис. 4, иллюстрируют повышенную разрешающую способность становления магнитного поля по отношению к геоэлектрическим параметрам заэкранированных пластов. Экранирующее влияние второго пласта завышает значение кажущегося удельного сопротивления в минимуме кривой ВЭЗ до $1,2\rho_1$, в то время как на кривой становления поля величина $\rho_{\tau \text{ мин}}$ составляет всего лишь $0,67\rho_1$.

Второй отличительной особенностью теоретических кривых становления магнитного поля является исключение влияния анизотропии горизонтальных напластований. Эта особенность становления магнитного поля очевидна, поскольку согласно формулам (25) и (26) кажущееся удельное сопротивление $\frac{\rho_{\tau}}{\rho_1}$ для анизотропного горизонтальнослоистого геоэлектрического разреза зависит только от продольных удельных сопротивлений отдельных пластов. Поскольку поперечное удельное сопротивление не входит в формулы, анизотропия не влияет на кривые $\frac{\rho_{\tau}}{\rho_1}$.

Исследуем некоторые основные черты волновых кривых становления магнитного поля. Рассмотрим левую ветвь кривых, причем будем исходить из основной формулы для кажущегося удельного сопротивления

$$\frac{\rho_{\tau}}{\rho_1} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\omega) \frac{e^{-l\omega t}}{-l\omega} d\omega.$$

где $\rho(\omega)$ — определяется формулами (25) и (26).

Из этих формул следует, что при достаточно высоких частотах ($k_1 h_1 \rightarrow \infty$) $K_{\lambda-1} \approx 1$, в результате чего

$$\rho(\omega) \approx \text{cth}^2 \left(\kappa_1 h_1 + \text{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{l_2}}{\rho_{l_1}}} \right).$$

Подставив приближенное выражение спектральной функции в интеграл Фурье, найдем кажущееся удельное сопротивление в области малых времен ($t \rightarrow 0$):

$$\frac{\rho_{\tau}}{\rho_1} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{cth}^2 \left(\kappa_1 h_1 + \text{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{l_2}}{\rho_{l_1}}} \right) \frac{e^{-l\omega t}}{-l\omega} d\omega.$$

Таким образом, левая ветвь многослойной кривой становления поля зависит лишь от продольных удельных сопротивлений первого и второго пластов, т. е. является двухслойной. Для вы-

числения двухслойной кривой разложим подынтегральную функцию в ряд по степеням $e^{-2\kappa_1 h_1}$:

$$\operatorname{cth} \left(\kappa_1 h_1 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{I_2}}{\rho_{I_1}}} \right) = \frac{1 + Q_2 e^{-2\kappa_1 h_1}}{1 - Q_2 e^{-2\kappa_1 h_1}} = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} Q_2^n e^{-2\kappa_1 h_1 n},$$

где $Q_2 = \frac{\sqrt{\rho_{I_2}} - \sqrt{\rho_{I_1}}}{\sqrt{\rho_{I_2}} + \sqrt{\rho_{I_1}}}$.

Отсюда

$$\begin{aligned} \frac{\rho_\tau}{\rho_{I_1}} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} Q_2^n e^{-2\kappa_1 h_1 n} \right)^2 \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q_2^n e^{-2\kappa_1 h_1 n} \right) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega. \end{aligned}$$

Используя формулу (2), получим

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_{I_1}} = 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q_2^n \left[1 - \Phi \left(\frac{4\pi n}{\frac{\tau_1}{h_1}} \right) \right].$$

При $\frac{\tau_1}{h_1} \rightarrow 0$ волновые кривые становления поля имеют горизонтальную асимптоту. Уравнение этой асимптоты легко получить из формулы (2), если учесть, что при $x \rightarrow \infty$, $\Phi(x) \rightarrow 1$.

Следовательно, при $\frac{\tau_1}{h_1} \rightarrow 0$ $\frac{\rho_\tau}{\rho_{I_1}} \approx 1$.

Докажем, что кажущееся удельное сопротивление монотонно приближается к левой асимптоте с ординатой, равной единице.

Для этого необходимо доказать, что $\frac{\rho_\tau}{\rho_{I_1}}$ убывает при $Q_2 < 0$ и возрастает при $Q_2 > 0$ или $\frac{\partial \rho_\tau}{\partial \tau_1} < 0$ при $Q_2 < 0$ и $\frac{\partial \rho_\tau}{\partial \tau_1} > 0$ при $Q_2 > 0$.

Из формулы (31) следует, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial \frac{\rho_\tau}{\rho_{I_1}}}{\partial \frac{\tau_1}{h_1}} &= \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \frac{\rho_\tau}{\rho_{I_1}}}{\partial y} = 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q_2^n \left[-\frac{\partial}{\partial y} \Phi \left(\frac{n}{y} \right) \right] = \\ &= \frac{16}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^3}{y^3} Q_2^n e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{n}{y} \right)^2}, \end{aligned} \quad (35)$$

где $y = 4\pi \frac{\tau_1}{h_1}$.

При $Q_2 > 0$ все члены суммы выражения (35) положительны, а следовательно, $\frac{\partial \rho_r}{\partial \frac{\tau_1}{h_1}} > 0$. Аналогично можно доказать и моно-

тонное убывание $\frac{\rho_r}{\rho_1}$ при $Q_2 < 0$. Монотонность левой ветви волновых кривых становления поля является важным свойством, обуславливающим простой характер волновых кривых, их наглядность и внешнее сходство с кривыми ВЭЗ. Грубо говоря, пласт относительно низкого продольного удельного сопротивления вызывает понижение ρ_r , а пласт высокого удельного сопротивления — повышение ρ_r .

Для исследования поведения правой ветви волновых кривых рассмотрим выражение (31) при достаточно больших значениях $\frac{\tau_1}{h_1}$. Как следует из формул (29), при $\frac{\tau_1}{h_1} \rightarrow \infty$ волновая стадия кривой кажущегося удельного сопротивления может быть приближенно заменена следующим выражением:

$$\frac{\rho_r}{\rho_1} = \left(\frac{S_1 \tau_1}{2\pi S h_1} \right)^2.$$

В двойном логарифмическом масштабе уравнение правой асимптоты волновой кривой имеет вид $\lg \frac{\rho_r}{\rho_1} = 2 \lg \frac{\tau_1}{h_1} - 2 \lg \frac{2\pi S}{S_1}$. Это уравнение описывает прямую, образующую с осью $\lg \frac{\tau_1}{h_1}$ угол $\text{arctg} 2 = 63^\circ 25'$. Продолжение правой волновой асимптоты пересекает ось $\lg \frac{\rho_r}{\rho_1} = 0$

$$\left(\frac{\rho_r}{\rho_1} = 1 \right) \text{ в точке, где } \frac{\tau_1}{h_1} = \frac{2\pi S}{S_1}.$$

Важнейшими параметрами трехслойной кривой типа *H* является значение абсциссы и ординаты кажущегося удельного сопротивления в минимуме кривой. Анализ волновых теоретических кривых позволяет сделать вывод о том, что при достаточно большой мощности второго слоя абсцисса минимума определяется равенством

$$\left(\frac{\tau_1}{h_1} \right)_{\text{мин}} = 3,75 \frac{H}{\frac{\rho_{L_2}}{\rho_{L_1}}}. \quad (36)$$

Для ординаты минимума справедлива формула

$$\left(\frac{\rho_r}{\rho_1} \right)_{\text{мин}} = \frac{\rho_1^2}{\rho_{L_1} \rho_{L_2}}.$$

На рис. 5 представлены графики зависимости отношений

$$\frac{\left(\frac{\tau_1}{h_1}\right)_{\text{мин}}}{\frac{H}{h_1}} \quad \text{и} \quad \frac{\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)_{\text{мин}}}{\rho_1^2} \quad \text{от} \quad \frac{h_2}{h_1} \quad (37)$$

$$3,75 \frac{H}{h_1} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}$$

при различных $\frac{\rho_2}{\rho_1}$. Эти графики построены на основе анализа волновых теоретических кривых становления магнитного поля. Как видно из рис. 5, равенства (36) и (37) практически выполняются при $\frac{h_2}{h_1} \geq 1,5$.

§ 9. Максимальная разрешающая способность кривых становления магнитного поля

Разрешающая способность кривых становления магнитного поля изменяется в зависимости от разноса. Поэтому представляет интерес соотношение времени и разноса, при котором разрешающая способность кривых становления поля будет максимальной. Такой областью является волновая стадия становления поля. Для того чтобы убедиться в этом, рассмотрим формулу (17). Параметры геоэлектрического разреза (кроме удельного сопротивления первого пласта) входят в эту формулу только через функцию $\bar{K}_{N'}^*$, которая в то же время зависит от параметра интегрирования m . Продольное удельное сопротивление пласта с номером p входит в функцию $\bar{K}_{N'}^*$ через радикал $n_p = \sqrt{m^2 - \frac{m^2 \rho_p}{\rho_1}}$. Очевидно, что при определенном изменении ρ_p радикал изменяется тем

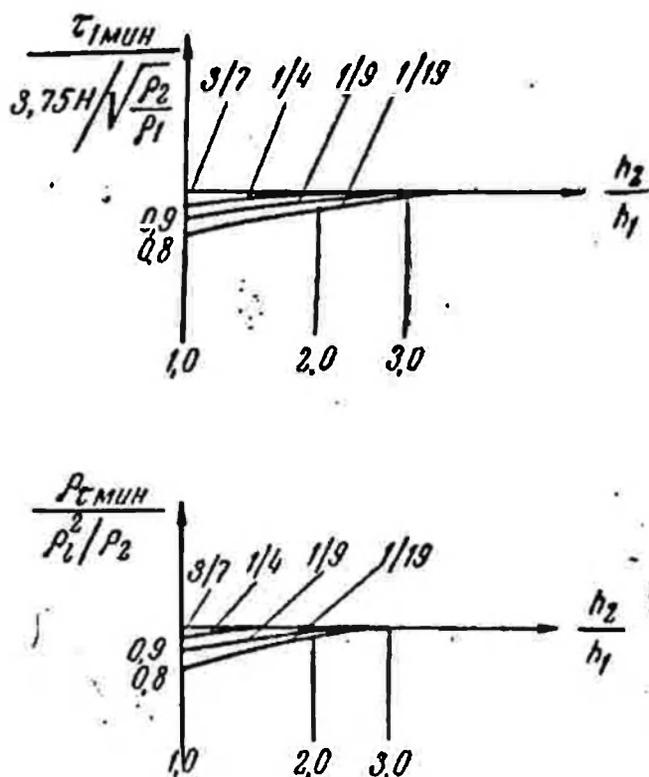


Рис. 5. Графики абсциссы и ординаты минимума трехслойных кривых H (в кружках указаны значения $\frac{\rho_2}{\rho_1}$)

значительнее, чем меньше величина m . При $m=0$ мы будем иметь максимально возможное относительное изменение n_p . Но, как следует из формулы (18), поведение подынтегральной функции при $m \rightarrow 0$ определяет характер процесса становления поля при $r \rightarrow \infty$. Следовательно, волновые кривые становления поля, которые рассчитываются при $r \rightarrow \infty$, могут служить для оценки максимально возможной разрешающей способности метода. При любых конечных разностях разрешающая способность не превосходит разрешающей способности волновых кривых.

§ 10. Об эквивалентности кривых становления магнитного поля

При оценке области распространения принципа эквивалентности на кривые становления поля воспользуемся в соответствии с результатами предыдущего раздела волновыми кривыми.

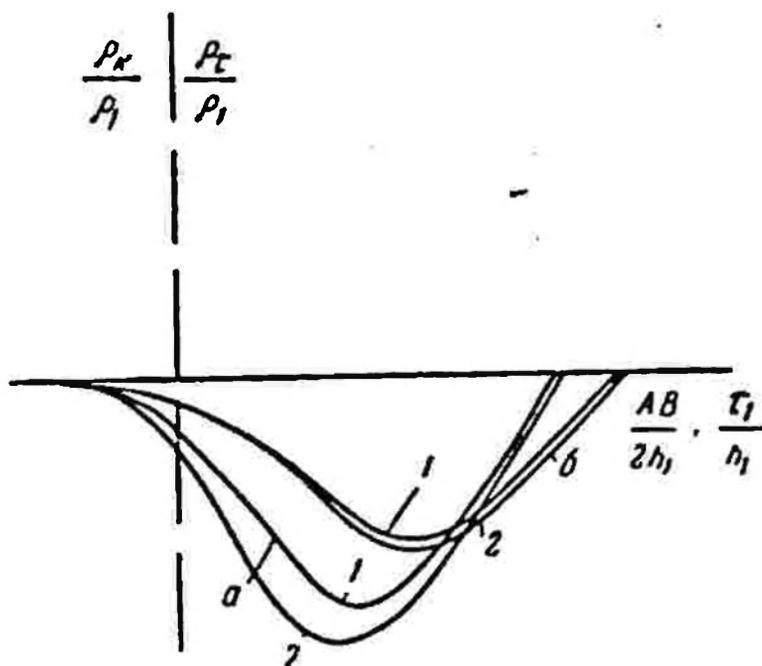


Рис. 6. Сравнение разрешающей способности трехслойных кривых ρ_z (а) и ρ_b (б)

$$\frac{\tau_1}{h_1} = \frac{1}{9} \cdot \frac{h_2}{h_1} = 1, \quad \text{---} \quad 2 \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{19} \cdot \frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2}, \quad \rho_2 = \dots$$

Покажем на примере трехслойной кривой (типа H), что при достаточно малой мощности второго слоя кривая становления поля зависит только от его продольной проводимости. Рассмотрим спектральную функцию

$$\rho(\omega) = \text{cth} \left(\kappa_1 h_1 + \text{arch} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \cdot \text{cth} \kappa_2 h_2 \right).$$

При $h_2 \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} \rho(\omega) &\approx \operatorname{cth} \left(\kappa_1 h_1 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{1}{\kappa_2 h_2}} \right) \approx \\ &\approx \operatorname{cth} \left(\kappa_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{\kappa_2^2 h_2}{\kappa_1} \right) = \operatorname{cth} \left[\kappa_1 h_1 + \operatorname{arcth} \left(\frac{-i \omega \mu_0 S_2}{\kappa_1} \right) \right]. \end{aligned}$$

Однако эта эквивалентность имеет место при значительно меньших значениях $\frac{h_2}{h_1}$, чем в методе ВЭЗ. Сравнение волновых кривых, имеющих одинаковое значение суммарной продольной проводимости, показывает, что они дифференцированы значительно лучше, чем соответствующие кривые ρ_R для постоянного тока. В качестве примера на рис. 6 приведены кривые ВЭЗ и становления магнитного поля для двух разрезов.

Геозлектрические параметры первого разреза $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}$; $\frac{h_2}{h_1} = 1$, $\frac{\rho_3}{\rho_1} = \infty$, $\frac{S}{S_1} = 10$. Геозлектрические параметры второго разреза $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{19}$, $\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2}$, $\frac{\rho_3}{\rho_1} = \infty$, $\frac{S}{S_1} = 9,5$. Кривые ВЭЗ для этих двух разрезов различаются примерно на 5%, в то время как волновые кривые становления поля—на 40%. Обращает на себя внимание тот факт, что кривые наиболее дифференцированы с области минимума.

Глава III

АППАРАТУРА

§ 1. Регистрация становления магнитного поля

Анализ процесса становления магнитного поля позволил установить, что важнейшими преимуществами метода ЗСП по сравнению с методами ВЭЗ и ДЭЗ на постоянном токе являются: во-первых, резкое уменьшение экранирующего влияния пластов повышенного удельного сопротивления в разрезе при изучении заэкранированных горизонтов; во-вторых, исключение влияния анизотропии горизонтальных напластований. Третьим, основным преимуществом метода ЗСП является возможность получения кривой ЗСП при регистрации процесса становления поля лишь при одном разносе между питающим диполем и приемной установкой.

Из анализа теоретических кривых следует, что с уменьшением разноса разрешающая способность кривых ЗСП быстро падает. Теория и опыт полевых работ показывают, что оптимальными следует считать разносы, превышающие в среднем в пять раз глубину исследований.

Прежде чем перейти к оценке величины сигнала в типичных условиях, преобразуем формулу (23) в вид, удобный для использования в полевых условиях. При этом следует учесть, что наиболее удобным и простым способом измерения скорости изменения магнитного поля является регистрация электродвижущей силы $\epsilon(t)$, индуцируемой магнитным полем в замкнутом контуре.

Для измерения $\frac{\partial B_z}{\partial t}$ плоскость приемного контура должна быть горизонтальной. Если площадь приемного контура q м², то из формулы (23) получаем

$$\rho_z = \frac{2\pi r^4}{3ABq \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\epsilon(t)}{J} \quad (38)$$

Таким образом, выражение для ρ_z совпадает по форме с хорошо известным выражением кажущегося удельного сопротив-

ления в методе ВЭЗ $\rho_{\pm} = k \frac{\Delta V}{I}$. С помощью формулы (38) оценим величину $e(t)$ для следующих условий: $\rho_{\pm} = 10 \text{ ом} \cdot \text{м}$, $AB = 3 \text{ км}$, $\Theta = 90^\circ$, $r = 15 \text{ км}$.

Если э. д. с. измеряется в микровольтах, а площадь незаземленного контура — в квадратных километрах, то $e(t) \approx 0,3 \cdot q \cdot J$. Следовательно, при площади q , равной 1 км^2 , и силе тока (по схеме удвоения) 60 а , $e(t) = 18 \text{ мкв}$. Эти цифры дают представление о порядке величин, измеряемых при глубинном зондировании методом становления магнитного поля. Из небольшой величины $e(t)$, полученной в результате расчета, следует, что сила питающего тока должна быть не менее $25\text{—}30 \text{ а}$, а приведенная площадь приемного контура (т. е. фактическая площадь, помноженная на число витков) должна измеряться квадратными километрами.

§ 2. Соотношение помех и полезного сигнала

Уровень помех в методе ЗСП имеет весьма существенное значение, поскольку для неискаженной записи процесса регистрирующая аппаратура должна быть весьма широкополосной. Помехи, наблюдаемые на осциллограммах, можно разделить на ветровые, промышленные и естественные.

Ветровые помехи являются результатом колебания измерительного контура в постоянном магнитном поле Земли: Эффективным средством борьбы с ними является присыпка кабеля землей.

Промышленные помехи наблюдаются вблизи электросиловых установок (электрифицированные железные дороги, заводы, электрические молотилки и т. п.). Высокочастотные промышленные помехи наблюдаются также на расстоянии $1\text{—}2 \text{ км}$ от линий связи. Для уменьшения влияния промышленных помех следует удалять измерительную установку от промышленных объектов. При этом расстояние до таких мощных источников помех, как электрифицированные железные дороги, должно быть не менее $10\text{—}20 \text{ км}$.

Естественные электромагнитные поля создают помехи, которые можно разделить на низко- и высокочастотные. Низкочастотные вариации вертикального магнитного поля, как правило, не оказывают сильного влияния на запись становления поля. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, в электромагнитных волнах, падающих на Землю из ионосферы, вертикальная компонента магнитного поля мала. Во-вторых, низкочастотные вариации естественного магнитного поля имеют обычно периоды длиннее 20 сек , вследствие чего э. д. с., наводимая ими в измерительном контуре, мала. Высокочастотные естественные помехи имеют частоты свыше $2\text{—}3 \text{ гц}$. Они связаны с быстрыми вариациями естественного электромагнитного поля

Земли и с дальними атмосферными разрядами. Средний уровень высокочастотных естественных помех на клеммах контура с $q \approx 1 \text{ км}^2$ обычно превышает десятки микровольт.

Поэтому при регистрации процессов становления магнитного поля необходимо использование фильтров, ослабляющих влияние высокочастотных помех. Естественно, при этом будет значительно искажаться ранняя стадия становления поля. Фактически в результате фильтрации получают запись конечной стадии становления поля. Поскольку наиболее интенсивные помехи имеют частоты от 2—3 гц и выше, то применяемые фильтры должны обеспечивать неискаженное пропускание частот от 0 до 1 гц. Соответствующую часть кривой становления поля будем называть конечной стадией.

Если частотная характеристика фильтра такова, что частоты ниже $f_0 = 1 \text{ гц}$ пропускаются практически без искажений, то прямоугольный импульс, поданный на фильтр, не будет искажаться в конечной части при $t \rightarrow \frac{0,16}{f_0} = 0,16 \text{ сек}$. Поэтому под конечной стадией становления магнитного поля принято понимать процессы становления при $t > 0,1 \text{ сек}$, считая от момента включения импульса питающего тока.

В зависимости от характера геоэлектрического разреза конечная стадия может включать минимум кривой ρ_z и позднюю стадию, либо только позднюю стадию. В случае значительных проводимостей конечная стадия может включать левую ветвь кривой становления.

При глубине опорного горизонта свыше 1,5 км и средних значений суммарной продольной проводимости не менее 200 мО регистрация конечной стадии становления магнитного поля дает сведения о двух обобщенных параметрах геоэлектрического разреза: $\rho_{\text{мин}}$ и S .

Из анализа уровня полезного сигнала и его соотношения с помехами вытекают следующие требования к аппаратуре метода становления.

1. Через питающий диполь с сопротивлением 10—20 Ом должны пропускаться токи 25—30а (50—60а по схеме удвоения).

2. Длительность переходных процессов, возникающих при переключении тока, не должна превышать 0,1 сек.

3. Усилительно-измерительная аппаратура должна позволять регистрировать сигналы величиной в 10—15 мкв в полосе частот 0—1 гц.

4. Входное сопротивление усилителя должно превышать в 10—15 раз сопротивление приемного контура.

В качестве генераторной стадии могут быть использованы стандартные электроразведочные генгруппы ЭРС-23-53, ЭРГГ-16,5-57 или ЭРГГ-60.

Усиление сигналов становления может быть осуществлено с помощью усилителей типа УМС-1, УС-2, УС-3 и ЭЛУ-61. Усилители ЭЛУ-61 входят в комплект аппаратуры электроразведочных универсальных лабораторий ЭУЛ-60.

§ 3. Блок-схема аппаратуры метода становления магнитного поля

На рис. 7 представлена блок-схема генераторной станции для работ по методу становления магнитного поля. Основное назначение генераторной станции — создание прямоугольных импульсов тока заданной величины и длительности, с фронтом нарастания, не превышающим допустимый.

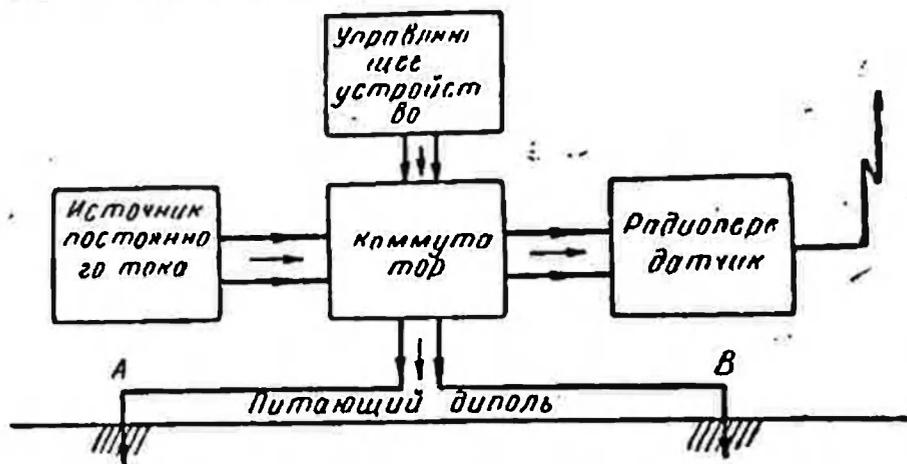


Рис. 7. Блок-схема питающей установки



Рис. 8. Блок-схема приемной станции

Постоянный ток, вырабатываемый электромашинным генератором, поступает на устройство, производящее переключение тока в питающем диполе в заданные моменты времени. В моменты переключения тока в питающем диполе на приемную станцию с помощью радиостанции передаются синхронные импульсы. Тракт радиопередачи синхронных импульсов должен обладать необходимой помехоустойчивостью и достаточно широкой полосой пропускания для уменьшения времени запаздывания синхронного импульса при прохождении его через радиопередающее и радиоприемное устройство.

В качестве коммутирующих устройств могут быть применены разнообразные переключающие системы: механические, электромеханические, ионные и электронные.

На рис. 8 дана блок-схема приемной станции, которая предназначена для приема, усиления и регистрации напряжения сигнала становления магнитного поля. В качестве приемника поля используется горизонтальный незаземленный контур. Величина напряжения сигнала, снимаемого с незаземленного приемника поля в обычных условиях, не превышает десятков микровольт. Поэтому усилительное устройство должно иметь весьма малые шумы — не более 1 мкв.

§ 4. Генераторная аппаратура

В настоящее время почти во всех геологических организациях Советского Союза, проводящих глубинные исследования с применением геофизических методов, имеются электроразведочные генераторные группы типа ЭРГГ-60, ЭРС-23 и ЭРГГ-16,5-57 [13]. Эти генераторные группы предназначены для проведения работ методами постоянного тока, в основном ВЭЗ и ДЭЗ.

Генераторные группы типа ЭРГГ-60 и ЭРС-23 имеют по два генератора постоянного тока типа ПН-100 с номинальным током $I=25a$, при напряжении $U=460v$ номинальная мощность каждого генератора $P=11,5 \text{ кВт}$. Генераторы могут отдавать ток в нагрузку, работая последовательно или параллельно. В схеме генераторной группы имеется коммутирующее устройство, позволяющее изменять полярность тока в цепи нагрузки. Коммутатор выполнен на четырех стандартных контакторах типа КН-1. В режиме переключения прямоугольный импульс тока обычно имеет фронт нарастания около 0,1—0,15 сек, а при тщательной регулировке может быть доведен до нескольких сотых долей секунды.

При переключении происходит размыкание первой группы и замыкание второй группы контактов. Процесс размыкания длится около 0,01—0,05 сек, замыкания — 0,07—0,10 сек. Благодаря тому, что время размыкания меньше, чем время замыкания, исключается возможность короткого замыкания генераторов через контакторы (т. е. обе группы контактов никогда не оказываются включенными одновременно).

Однако при работе с максимальной мощностью при некачественных дугогасительных камерах возможно замыкание генераторов через дугу. Это приводит к обгоранию контактов, а также увеличивает время нарастания переднего фронта импульса тока. Благодаря разнице времени размыкания и замыкания генераторы оказываются разгруженными на какое-то весьма малое время, и напряжение на их выходе увеличивается. Разгружается также двигатель автомашинны, а число оборотов его увеличивается. Это приводит к тому, что после переключения контакторов возникает переходный процесс в системе двигателя — генераторы ПН-100, и ток в дипеде в течение несколь-

ких десятых долей секунды изменяется в пределах нескольких процентов.

Время нарастания переднего фронта импульса тока при переключении можно уменьшить до 0,05 сек. Для этого увеличивается напряжение питания втягивающих катушек контакторов в момент замыкания до 24 в; увеличивается натяжение возвращающих пружин, применяется предварительное подмагничивание и уменьшается напряжение питания втягивающих катушек к моменту размыкания до 7—8 в.

Следует отметить, что с помощью контакторов КП-1 можно добиться фронта нарастания порядка 0,01 сек. Для этого надо отказаться от схемы удвоения и работать с балластной нагрузкой на линию. При этом время срабатывания и опускания контактов уже не имеет значения. На крутизну переднего фронта импульса тока в этом случае влияет лишь время смыкания контакторов — от момента касания неровностями контактных поверхностей до полного контакта (это время не превышает нескольких миллисекунд). Переходный процесс возникает при разгрузке генераторов и закорачивании их дугой (при близких временах замыкания — размыкания контакторов, когда разница времен меньше 0,01 сек). Длительность заднего фронта оказывается несколько большей за счет дуги, возникающей при размыкании.

Генераторная группа типа ЭРС-16,5-57 отличается от генераторной группы типа ЭРГГ-60 и ЭРС-23 тем, что в ней имеется один генератор типа ПН-145 ($I-33$ а, $U-460$ в, $P-16,5$ квт).

Таким образом, стандартные генераторные установки успешно могут быть использованы для работы по методу становления магнитного поля.

§ 5. Измерительная аппаратура

Существуют два пути усиления медленно меняющихся напряжений: непосредственное усиление с помощью электрошламповых или полупроводниковых усилителей и усиление с преобразованием постоянного напряжения в переменное с последующим усилением и детектированием.

Непосредственное усиление напряжений на уровне единиц микровольт не может быть проведено высококачественно, так как собственные шумы усилителей с непосредственной связью весьма велики и практически не могут быть сделаны ниже нескольких десятков микровольт.

Имеется большое число разнообразных схемных решений усилителей постоянного напряжения, работающих на принципе преобразования постоянного напряжения в переменное, амплитуда или частота которого пропорциональна входному напряжению, с последующим усилением переменного напряжения, детектированием его и восстановлением формы огибающей входного

напряжения с помощью соответствующего низкочастотного фильтра. Усилители с преобразованием, как правило, отличаются от усилителей с непосредственным усилением большой стабильностью коэффициента усиления, меньшим дрейфом и шумами в несколько десятых или даже сотых долей микровольта в лучших образцах.

Преобразование может быть осуществлено с помощью электронных ламп. Преобразователи на электронных лампах выполняются обычно по схемам балансных модуляторов, мультиметрических, блокинг-генераторов и различных ключевых схем. Основным недостатком электроламповых модуляторов является сравнительно большой минимальный входной сигнал — единицы и даже десятки милливольт, сравнительно большие шумы, весьма ограниченный динамический диапазон входных напряжений.

Существует большое число преобразователей, выполненных на полупроводниках. Схемы преобразователей в большинстве своем аналогичны электроламповым, но есть и специфические, использующие различные свойства полупроводников. Интересны и перспективны преобразователи, основанные на использовании эффекта Холла — изменения проводимости полупроводников и сверхпроводников в переменном магнитном поле. Однако с помощью полупроводниковых преобразователей чрезвычайно сложно в настоящее время создать усилители с уровнем собственных шумов в единицы микровольт и малым температурным дрейфом.

Изменение входного сопротивления четырехполюсника, а следовательно, изменение входного тока, может быть достигнуто применением различных fotocувствительных элементов: вакуумных и полупроводниковых фотоэлементов и фотосопротивлений, освещаемых модулированным световым потоком.

Крупным недостатком фотосхем являются большие паразитные и темновые термо-Э. Д. С. (единицы милливольт), нестабильные во времени, сравнительно большой дрейф величины сопротивления и малый коэффициент преобразования.

Кроме того, существует обширный класс гальвано-фотоэлектрических преобразователей, принцип работы которых состоит в том, что микроперемещения зеркала гальванометра, включенного в измерительную цепь, вызывая изменения освещенности fotocувствительного элемента, приводят к изменениям тока в его цепи. Если световой поток, освещающий зеркало гальванометра, промодулирован, то ток на выходе fotocувствительного элемента будет переменный и может быть усилен до необходимой величины.

Основным недостатком гальвано-фотоэлектрических усилителей является их малая виброустойчивость, трудность в настройке и в эксплуатации, весьма большой дрейф и сравнительно малое входное сопротивление.

Существуют усилители постоянного тока с различными магнитными модуляторами. Основным недостатком магнитных модуляторов постоянного тока является большой температурный дрейф, малое входное сопротивление (в лучшем случае сотни ом).

Для усиления постоянных токов малой величины, получаемых от высокоомных источников, широко применяются конденсаторные преобразователи (преобразователи с так называемым динамическим конденсатором).

Эффект преобразования получается в результате периодического изменения емкости конденсатора. Изменение емкости последнего может быть достигнуто за счет механического перемещения одной из пластин или чисто электрическим путем, используя вариконды.

Недостатками преобразователей с динамическими конденсаторами и диэлектрических преобразователей являются сравнительно большой дрейф нуля (несколько десятков микровольт в час) и малый коэффициент преобразования.

Наибольшее распространение получили контактные преобразователи: электромеханические (вибрационные), электродинамические, электропневматические и с приводом от электродвигателя. Основное достоинство контактных преобразователей состоит в их исключительно высокой стабильности нуля (дрейф единицы микровольт в час), малых собственных шумах и возможности получать большие входные сопротивления. С контактными преобразователями возможно создание усилителей постоянного напряжения с пороговой чувствительностью в сотые доли микровольта (правда, при большой постоянной времени — порядка единиц и даже десятков секунд).

Недостатком контактных преобразователей является механическая нестабильность (срок их службы обычно несколько сотен часов) и сложная регулировка, которая должна производиться периодически. Однако большие преимущества контактных преобразователей заставляют в большинстве случаев мириться с указанными недостатками.

Как отмечалось в § 2, в настоящее время для регистрации поздней стадии становления магнитного поля применяются усилители УМС-1, УС-2, УС-3 и ЭЛУ-61, разработанные лабораторией электроразведки ВНИИГеофизики.

В основу работы усилителей положен принцип электромеханического преобразования входного низкочастотного напряжения сигнала в переменное прямоугольное напряжение с частотой около 550 гц, амплитуда которого пропорциональна входному напряжению. Полученное после преобразования переменное напряжение усиливается с помощью обычного усилителя переменного тока до необходимой величины и затем детектируется. Высокочастотная составляющая выпрямленного напряжения фильтруется с помощью обычного емкостного фильтра, и на

регистрирующий гальванометр поступает лишь низкочастотное напряжение усиленного сигнала.

Полоса пропускания усилителя в области очень низких частот ограничена дрейфом коэффициента усиления усилителя и изменением параметров электромеханического преобразователя. В нормально отрегулированном усилителе дрейф составляет 3—5 мкв/час.

В области верхних частот полоса пропускания ограничивается частотой преобразования, постоянной времени входной цепи, параметрами фильтра выпрямителя и регистрирующего гальванометра.

Так как при преобразовании происходит квантование сигнала (т. е. сигнал исследуется не непрерывно, а через определенные промежутки времени), то частота преобразования должна быть значительно выше частоты усиливаемого сигнала. Если частота преобразования f_1 , а частота сигнала f_2 , то в каждый период напряжение сигнала исследуется в $\frac{f_1}{f_2}$ точках. Продолжительность наблюдения в каждой точке $\frac{1}{f_1}$. Естественно, что чем больше отношение частот, тем точнее будет исследование.

Постоянная времени входной цепи должна быть значительно меньше, чем период самой верхней частоты, подлежащей усилению. Этим же условиям должны удовлетворять и параметры фильтра.

Резонансная частота регистрирующего гальванометра должна быть значительно выше самой верхней частоты сигнала (табл. 2).

Таблица 2

Параметры усилителей	УМС-1	УС-2	УС-3	ЭЛУ-61
Полоса пропускания с неравномерностью $\pm 5\%$, гц	0—4	0—10	0—15	0—10
Номинальная чувствительность, мкв/м.м	1,0	1,0	0,5	1,0
Собственные шумы, приведенные ко входу (среднее значение), мкв	1,0	2,0	0,5	1,0
Приведенное входное сопротивление, ком	600	300	40—300	20—1000
Параметры регистрирующего гальванометра:				
A_0 , а/м.м	10 ⁻⁸	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶
$f_{рез}$, гц	15	130	130	130
R_f , ом	500	30	30	30
Тип преобразователя	РПБ-4	ВП-55	ВП-55	РП-4

На рис. 9 приведена блок-схема усилителя для записи становления магнитного поля (УМС-1). Работа усилителя происходит следующим образом. Пусть в начальный момент замкнуты контакты 2—3 преобразователя. Происходит заряд входного конденсатора C_1 , в результате чего на сопротивлении R появляется напряжение U_3 , которое усиливается и идет на зарядку промежуточного выходного конденсатора C_2 . Процесс заряда длится $1/2 f_1$ сек. Затем реле перебрасывается и замыкаются контакты 1—2. Начинается разряд конденсатора C_1 , и на сопротивлении R_1 появляется напряжение разряда. Полярность этого напряжения противоположна напряжению заряда.

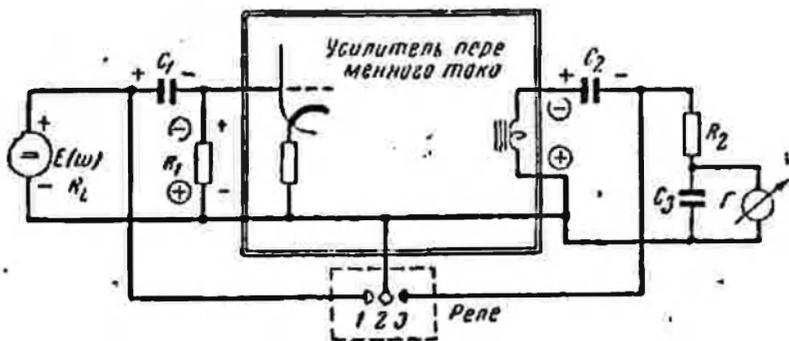


Рис. 9. Блок-схема УМС-1

Напряжение заряда усиливается и поступает на выход усилителя. Начинается процесс заряда выходного конденсатора C_3 . Напряжение, которым заряжается конденсатор C_3 , равно сумме двух напряжений: напряжения, накопленного конденсатором C_1 за период заряда входного конденсатора (контакты 2—3 замкнуты) и напряжения разряда входного конденсатора (контакты 1—2 замкнуты). В установившемся режиме работы напряжения заряда и разряда равны, поэтому выходной конденсатор C_3 заряжается удвоенным напряжением. Таким образом, в схеме усилителя имеются две накопительные емкости, которые заряжаются в течение первого периода коммутации реле и отдают накопленный заряд третьему конденсатору C_3 во втором периоде коммутации.

Наличие в схеме усилителя трех накопительных ячеек делает спад частотной характеристики усилителя вне области используемых частот весьма крутым, благодаря чему повышается помехоустойчивость.

На рис. 10 приведена принципиальная схема усилителя УМС-1. Усилитель переменного тока собран на двух двойных пальчиковых триодах типа 6НЗП ($L_1—L_4$). Полоса пропускания усилителя переменного тока 400—700 гц и может быть изменена с помощью цепей отрицательной частотнозависимой обратной связи. Стабилизация режима работы усилительных ламп осуществляется сопротивлениями R_4 , R_8 , \bar{K}_{14} и \bar{K}_{19} , стоящими

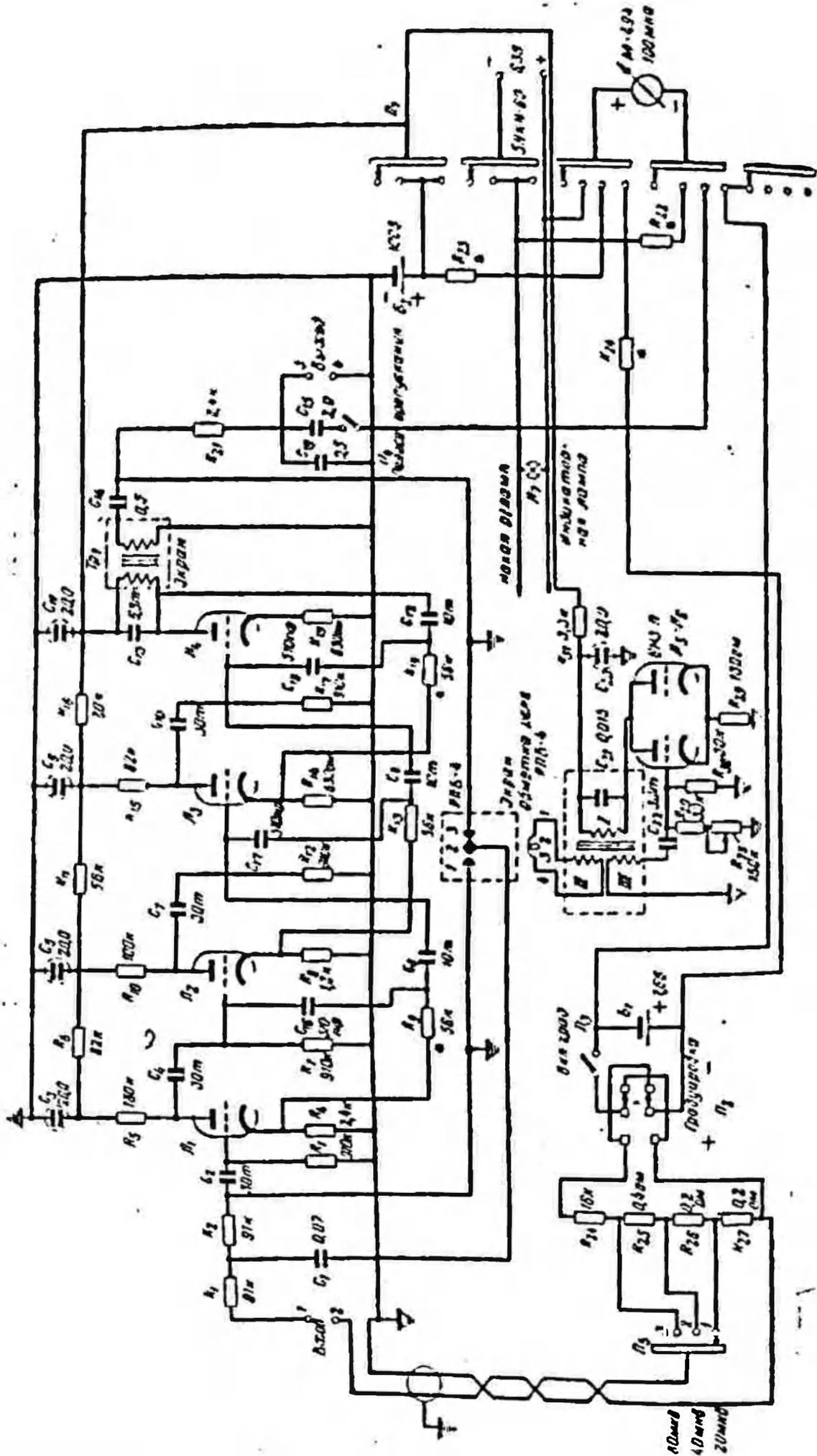


Рис. 10. Принципиальная схема УМС-1

в катодных цепях и поэтому создающими отрицательную обратную связь.

В качестве реле-преобразователя применяется поляризованное реле типа РПБ-4. Контактная пара 1—2 служит для преобразования входного низкочастотного напряжения сигнала в прямоугольное переменное напряжение, пара 2—3—для выпрямления усиленного переменного напряжения.

На входе усилителя переменного тока стоит RC фильтр (R_1, C_1, R_2), назначение которого — ослабить наводку на проводе входной цепи от выходных цепей и цепи задающего генератора, вырабатывающего ток для питания обмотки возбуждения реле.

Частота коммутации реле принята равной 500 гц и может в некоторых пределах (± 50 гц) регулироваться с помощью переменного сопротивления R_{28} . Необходимость изменения частоты возникает обычно при регулировке реле.

Градуировочное устройство имеет калиброванный делитель напряжения и источник тока, сухой элемент типа «Сатурн» с начальной емкостью около 3 а.час. Это напряжение может контролироваться с помощью стрелочного измерительного прибора. С целью уменьшения утечек градуировочное напряжение подается в разрыв земляного провода, несущего входной сигнал.

Анодное питание усилителя осуществляется от одной батареи типа 100-АМГЦ-2 (БАС-80). Для устранения возможности самовозбуждения усилителя за счет общего источника питания применены RC фильтры ($R_6C_3, R_{11}C_5, R_{16}C_9, R_{16}C_{11}, R_{31}C_{20}$).

Накальные цепи питаются от одного аккумулятора типа 5НКН-60.

Для уменьшения утечек шасси усилителя изолируется от кожуха. Накальные провода на шасси усилителя не заземляются.

Усилитель УС-2 является модернизацией усилителя УМС-1. Модернизация усилителя сводится к применению специального реле-преобразователя — резонансного вибрационного преобразователя типа ВП-55, параметры которого несомненно лучше и стабильнее, чем у реле типа РПБ-4. Правда, использование резонансных явлений в электротехнической системе реле делает первоначальную регулировку реле весьма сложной и дребезг при регулировке устраняется не полностью, однако отрегулированное реле работает очень стабильно и устойчиво к вибрациям и ударам.

Если в УМС-1 регистрация осуществлялась на гальванометр типа ΔV , то в УС-2 используется токовый гальванометр, благодаря чему существенно расширилась полоса пропускания усилительного устройства в целом и уменьшились помехи на записи от толчков машины, вызывающих колебания гальванометра. В УС-2 имеется регулировка усиления, позволяющая изменить чувствительность усилителя в пределах от 0,5 до 5 мкв/мм.

На рис. 11 дается блок-схема УС-2. Работа усилителя происходит следующим образом. Пусть в начальный момент замкнуты контакты 2—3 реле. Происходит заряд входного конденсатора C_1 ; на сопротивлении R_1 появляется напряжение, которое усиливается и идет на заряд входного конденсатора C_2 . Процесс зарядки длится 1/100 сек, затем замыкаются контакты 1—2 и происходит разрядка входного конденсатора и выходного. Таким образом, здесь схема одноканальная, используется только напряжение заряда.

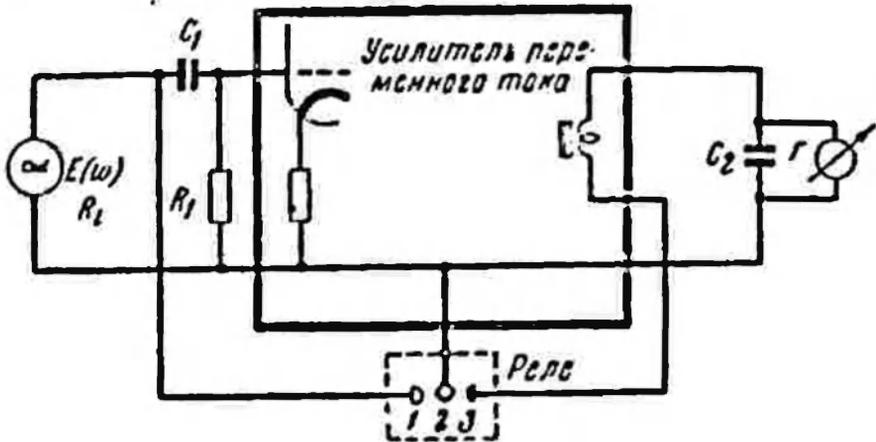


Рис. 11. Блок-схема УС-2

На рис. 12 приведена принципиальная схема УС-2; в схеме усилителя переменного тока используются пальчиковые пентоды типа 6Ж5П и 6Ж3П. Первый каскад выполнен на лампе 6Ж3П, имеющей малые собственные шумы. Последующие два каскада собраны на пентодах 6Ж5П. Полоса пропускания усилителя переменного тока в области высоких частот ограничивается с помощью конденсаторов C_4, C_6 , стоящих в цепи частотно-зависимой отрицательной обратной связи. Благодаря этому снижаются собственные шумы усилительной схемы.

В настроенном усилителе, при правильной регулировке реле-преобразователя, среднее значение шумов не превышает 1 мкв. В отдельные моменты времени на записи появляются «всплески» шума. Амплитуды их обычно не превышают 2 мкв. Шумы усилителя создаются в основном на контактах реле и вызываются быстрыми изменениями контактных поверхностей, появлением контактной разности потенциалов, окислением контактов и «пробоем» окисной пленки, изменением эффективной площади контакта, появлением нерегулярного дребезга контактов и т. п.

Реле-преобразователь необходимо оберегать от сырости. Для этого после регулировки реле должно быть обязательно закрыто, винты затянуты и место сочленения реле с кожухом-экраном залито парафином или коллоидом.

Градуировочное устройство УС-2 выполнено аналогично градуировочному устройству в УМС-1, за исключением того, что

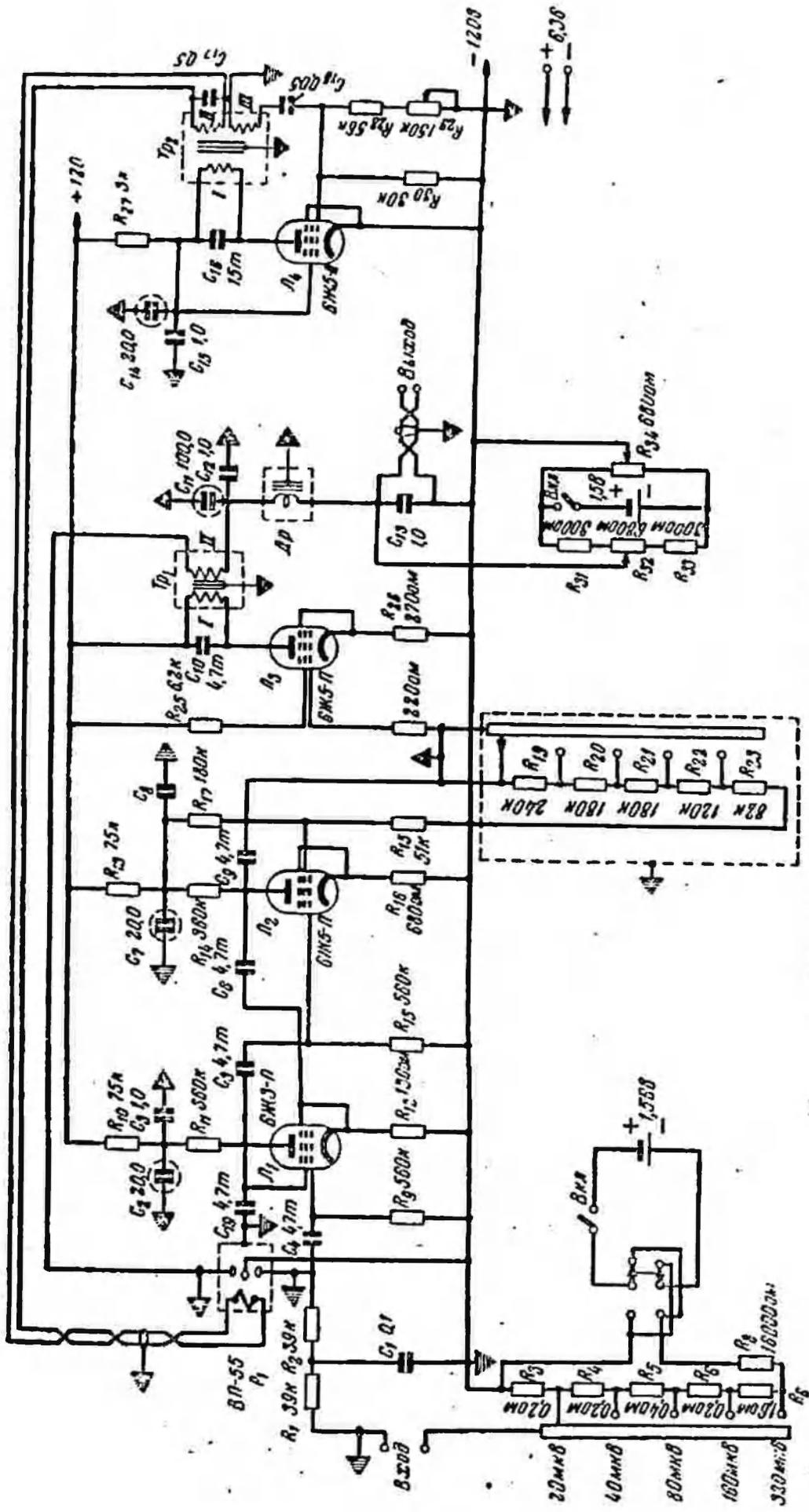


Рис. 12. Принципиальная схема УС-2

прямоугольные градуировочные импульсы в УС-2 создаются с помощью реле, замыкающего цепь градуировочной батарейки. В УМС-1 прямоугольный импульс создается переключением тумблера. Однако переключение тумблера может вызывать микрофонный эффект в усилительных лампах, проявляющийся на записи как импульсная помеха.

Так как регистрация осуществляется на токовый гальванометр, а в осциллографах типа ЭПО в токовом канале нет электрической установки пуля, то в УС-2 имеется корректор пуля.

Конструктивно усилитель выполняется в виде коробчатого шасси, заключенного в стальной кожух-экран. Шасси изолировано от кожуха эбонитовыми прокладками.

Модернизацией УС-2 является усилитель типа УС-3 (рис. 13), отличающийся от предыдущих макетов усилителей тем, что на входе имеет компенсатор поляризации, а усилитель переменного преобразованного напряжения является избирательным, настроенным на частоту коммутации вибропреобразователя; в значительной мере повышено напряжение питания вибропреобразователя и применена RC-схема задающего генератора, обладающая большой стабильностью по частоте. Благодаря этому удалось снизить уровень собственных шумов усилителя до 0,3—0,5 мкв (среднее значение) при примерно одинаковых с УС-2 остальных параметрах.

Усиленный до необходимой величины сигнал регистрируется с помощью электроразведочных полевых осциллографов типа ЭПО-4, ЭПО-5, ЭПО-7Б.

С 1961 г. Мытищинский приборостроительный завод Мособлсовнархоза приступил к выпуску электроразведочных универсальных лабораторий ЭУЛ-60, предназначенных для проведения электроразведочных работ методами ВЭЗ, ДЭЗ-6, ТТ и ЗСП. Аппаратура ЭУЛ-60 разработана лабораторией электроразведки ВНИИГеофизики.

Для обеспечения работ по методу ЗСП, а также по методам ТТ и ДЭЗ, в плохих условиях заземления приемных электродов в лаборатории имеются два универсальных ламповых усилителя типа ЭЛУ-61.

Усилитель ЭЛУ-61, схема которого приводится на рис. 14, является усилителем постоянного тока с электромеханическим преобразователем. В целом схема усилителя — автокомпенсационная, подобна схеме ЭДА-57, разработанного в ИМА УССР под руководством К. Б. Карандеева и Л. Я. Мизюка.

Номинальная чувствительность усилителя 1 мкв/мм и может изменяться ступенчато в пределах от 1—16 мкв/мм. Изменение чувствительности достигается изменением глубины отрицательной обратной связи.

В схеме усилителя предусмотрена регулировка полосы пропускания в весьма широких пределах. Это позволяет в каждом конкретном случае применения ЭЛУ-61 выбирать оптимальную

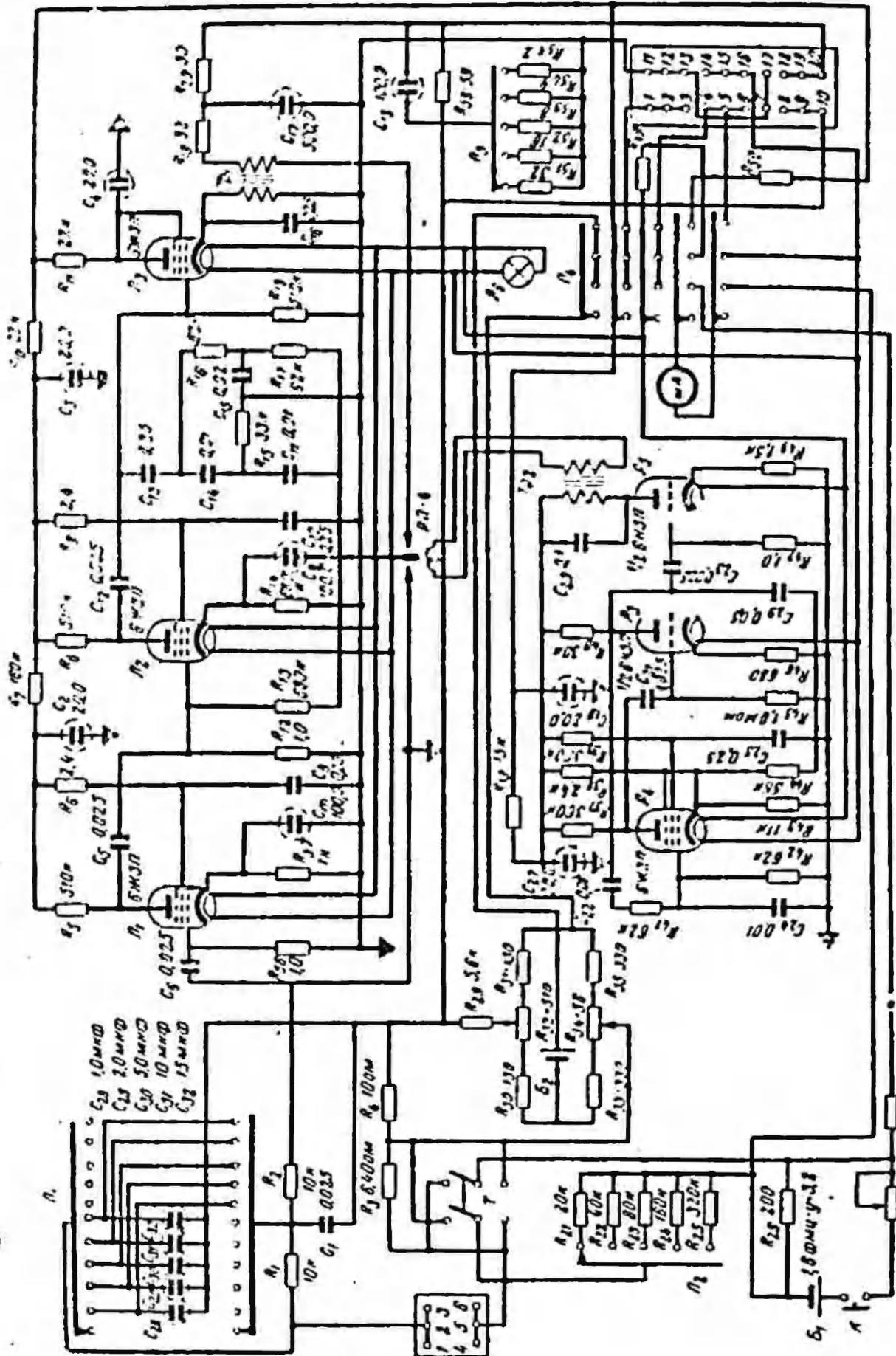


Рис. 14. Принципиальная схема ЭЛУ-61

полосу пропускания. Регулировка полосы пропускания осуществляется изменением постоянной времени входной цепи. Это в общем не является правильным, ибо изменение постоянной времени приводит к изменению приведенного входного сопротивления усилителя и, кроме того, так как в схеме имеется весьма глубокая отрицательная обратная связь, может привести к значительному искривлению фазовой характеристики усилителя и даже к самовозбуждению его. И действительно, при изменении емкости конденсаторов на входе усилителя меняется характер обратной связи — из отрицательной (малая величина емкости) она превращается в комплексную, положительно-отрицательную обратную связь. При этом самовозбуждения может и не произойти, но линейность фазово-частотной характеристики может быть существенно нарушена, в результате чего импульс сигнала становления в большей или меньшей степени исказится. Этот неприятный эффект незначителен лишь при малых внутренних сопротивлениях источника сигнала.

В усилителе имеется градуировочное устройство, позволяющее вводить последовательно с источником сигнала электрические прямоугольные импульсы величиной в 20, 40, 80, 160, 320 мкв. Постоянная составляющая сигнала (э. д. с. поляризации приемных электродов) может быть скомпенсирована на входе усилителя специальным компенсационным устройством.

В качестве преобразователя в ЭЛУ используется стандартное телеграфное реле типа РП-4. Питание преобразователя осуществляется от специального RC-задающего генератора, работающего на частоте 230 гц.

Усилитель переменного преобразованного напряжения выполнен на трех усилительных пентодах типа 6ЖЗП. Во втором каскаде имеется частотозависимая отрицательная обратная связь через двойной Т-образный мост, благодаря чему усилитель становится избирательным. Это в некоторой степени снижает собственные шумы усилителя переменного преобразованного напряжения и шумы, возникающие при преобразовании.

§ 6. Особенности работы преобразователей

Основным элементом усилителей, определяющим их работу, являются преобразователи. На

рис. 15 приводится упрощенная схема входной цепи усилителя постоянного тока с одноктактным электромеханическим преобразователем. Поскольку в общем случае время, в течение которого контакты преобразователя замкнуты, отличается от вре-

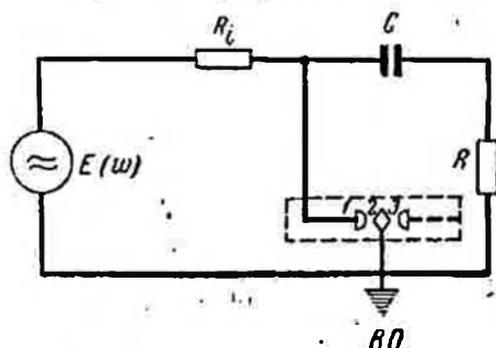


Рис. 15. Схема входной цепи усилителя

мени, в течение которого они разомкнуты, целесообразно ввести коэффициент скважности γ .

$$\gamma = \frac{\text{время в разомкнутом состоянии}}{\text{период коммутации}}.$$

Очевидно, что $0 \leq \gamma \leq 1$.

Если считать, что замыкание накоротко источника напряжения сигнала $E(\omega)$ и размыкание его не сопровождаются никакими переходными процессами, то источник напряжения сигнала $E(\omega)$ можно представить в виде эквивалентного генератора прямоугольного напряжения с частотой коммутации $f_k = \frac{1}{T_k}$ и амплитудой, изменяющейся в соответствии с сигналом $E(\omega)$.

За период коммутации контактов преобразователя происходят следующие процессы:

1) заряд конденсатора C от источника $E(\omega)$; при этом контакты прерывателя разомкнуты в течение $t_3 = \gamma T_k$;

2) разряд конденсатора C ; контакты прерывателя замкнуты; процесс длится $t_p = T_k - t_3 = T_k \cdot (1 - \gamma)$.

Как показывает анализ работы преобразователя [4]:

а) длительность переходного процесса во входной цепи преобразователя определяется в основном постоянной времени цепи и практически не зависит ни от частоты коммутации, ни от скважности работы преобразователя;

б) при преобразовании, помимо основного фазового сдвига между гармониками преобразованного напряжения и напряжением возбуждения, определяемого параметрами электрохимической системы преобразователя, возникает дополнительный сдвиг фаз, зависящий от параметров входной RC цепи. Этот фазовый сдвиг должен быть обязательно скомпенсирован, так как в усилителях применяется синхронное детектирование (как известно, синхронный детектор имеет максимум коэффициента передачи при синфазности или противофазности напряжения полезного и опорного сигналов);

в) наличие гармоник в функции преобразования приводит к тому, что энергия сигнала распределяется по спектру дискретно, в соответствии с гармониками функции преобразователя;

г) уменьшая постоянную времени входной цепи, можно так изменить форму преобразованного напряжения, что амплитуды высших гармоник станут сравнимы или даже больше амплитуды основной первой гармоники.

Для усиления сигнала необходима полоса частот

$$\Delta F \approx N \omega_k,$$

где N — номер гармоники функции преобразования, амплитудой которой по сравнению с первой гармоникой нельзя пренебрегать.

В связи с тем что обычно $\omega_s \gg \omega_c$, энергия сигнала оказывается сосредоточенной лишь в небольших участках спектра. В усилителях с относительно большим уровнем входных сигналов — выше 1 мВ — расширение полосы не имеет существенного значения.

В высокочувствительных усилителях, работающих с сигналами на уровне единиц микровольт, вопрос ширины полосы пропускания имеет принципиальное значение, ибо излишне широкая полоса пропускания усилителя переменного тока увеличивает шумы.

Шумы усилителя в основном создаются электромеханическим преобразователем. Установлено, что при замыкании — размыкании контактов генерируются небольшие заряды. Величина их случайна и в основном определяется контактной разностью потенциалов материала контактов, чистотой поверхностей и степенью их разрушения. Для лучших контактов, выполненных из сплава золота с хромом, величина заряда не превышает 10^{-13} — 10^{-14} к.

В реальных условиях, используя стандартные серебряно-хромовые контакты со средней чистотой поверхностей (полировка на бархате), следует ожидать величину зарядов не менее 10^{-9} — 10^{-10} к. Большие шумы, вызываемые явлениями на контактах, наблюдаются в случае образования на их поверхностях тончайших пленок окислов. Для сигналов меньше 10 мкВ пленка окислов имеет весьма большое (3—15 ком) и непостоянное во времени сопротивление.

Наблюдения показали, что огибающая шумов контактного происхождения носит сравнительно низкочастотный характер — ниже, чем частота преобразователя. Кроме того, существует еще один источник шумов на контактах — так называемые шумы дребезга. Дребезг вызывается резонансными явлениями в якоре прерывателя, которые приводят к тому, что якорь, перебросившись к одному из контактов, успокаивается не сразу, а делает несколько незначительных отскоков, вызывающих нарушение контакта. Обычно это наблюдается как размыв фронтов прямоугольного преобразованного напряжения. Как правило, дребезг весьма нерегулярен во времени. Явление дребезга приводит к значительному увеличению шумов усилителя с преобразованием.

Помимо рассмотренных, в реальной схеме усилителя имеется еще много других источников шумов, точный учет которых весьма затруднителен. Приведем некоторые из них: 1) тепловые шумы в элементах входной цепи; 2) шумы эффекта «мерцания» величины сопротивлений на входе усилителя; 3) дробовые шумы первой усилительной лампы; 4) шумы эффекта «мерцания» катодного тока первой усилительной лампы; 5) шумы термо-э.д.с., возникающие в местах спаев и соединений разно-

родных металлов; б) шумы утечки с поверхностей изоляторов, э.д.с. их поляризации.

При создании усилителей для записи становления магнитного поля приходится искать компромиссное решение, удовлетворяющее в той или иной мере взаимно исключаящие друг друга требования: 1) максимальной чувствительности и помехоустойчивости; 2) минимальных амплитудных и фазовых искажений.

Требованию обеспечения максимальной чувствительности и помехоустойчивости соответствует максимально возможное сужение полосы пропускания и максимально возможная крутизна характеристики затухания за ее пределами.

Минимальные амплитудные и фазовые искажения могут быть получены лишь в том случае, если амплитудно-частотная характеристика усилительного устройства равномерна, а фазово-частотная характеристика линейна в пределах полосы пропускания. Можно показать, что фазовые сдвиги, возникающие в электрической системе, зависят от крутизны характеристики затухания за пределами полосы пропускания. Поэтому, если амплитудно-частотная характеристика усиления имеет участки с резко изменяющейся крутизной, то возможны значительные искривления фазово-частотной характеристики. Для обеспечения минимальных фазовых искажений необходимо, чтобы за пределами полосы пропускания амплитудно-частотная характеристика не спадала слишком круто. Усилитель преобразованного напряжения должен иметь хорошие переходные импульсные характеристики («выбросы» и «сколы» недопустимы). Допустим лишь «завал» переднего фронта прямоугольного импульса, не превышающий 0,05—0,1 сск. Переходные характеристики различного типа усилителей переменного напряжения хорошо изучены.

Представляют интерес переходные характеристики преобразователя, которые могут быть изучены при рассмотрении процессов, возникающих при воздействии различного рода импульсов. При воздействии прямоугольного одиночного импульса достаточной длительности возникают два переходных процесса: от переднего фронта и заднего. Переходный процесс от переднего фронта является по существу смещением нулевой линии в преобразованном сигнале (рис. 16). Действительно, можно показать, что $U_{n_2} + U_{n_1} = E_0$. Так как усилитель переменного напряжения не передает постоянной составляющей, то не передается и смещение нулевой линии, и можно считать, что для переменной составляющей преобразованного напряжения от переднего фронта переходный процесс отсутствует. Передний фронт, очевидно, может быть передан с точностью T_k .

Переходным процессом от заднего фронта является разряд конденсатора C . Когда контакты 1—2 замкнуты, разряд про-

исходит на сопротивление R , когда разомкнуты — на внутреннее сопротивление источника сигнала. Если $R_1 \ll R$, то время разряда конденсатора $t_p \approx 3\tau$ и почти отсутствует переменная составляющая в преобразованном напряжении (рис. 17).

Таким образом, для переменной составляющей преобразованного напряжения переходные процессы от заднего и переднего фронтов почти отсутствуют и на выходе преобразователя от одиночного прямоугольного импульса получают «пачки» прямоугольно-экспоненциальных импульсов. Причем фронты передаются с точностью до $\frac{1}{2} T_R$.

При воздействии на вход преобразователя переменного напряжения переходный процесс от переднего фронта происходит рассмотренным выше образом. Переходный процесс от заднего фронта удобно рассматривать разделенным на две фазы: 1) напряжение на конденсаторе C изменяется от E_c до нуля; 2) напряжение на конденсаторе C изменяется от нуля до E_0 .

Расчет показывает, что длительность первой фазы переходного процесса равна $0,7 RC$, второй фазы $3 RC$. Таким образом, переходный процесс при изменении полярности прямоугольного импульса имеет длительность $t_d \geq 3,7 RC$. Как в предыдущем случае, переходный процесс есть процесс смещения нулевой

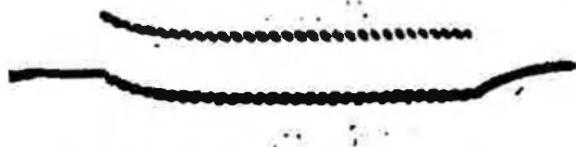


Рис. 16. Переходный процесс от однополярного прямоугольного импульса



Рис. 17. Переходный процесс от заднего фронта прямоугольного однополярного импульса



Рис. 18. Переходный процесс при изменении полярности прямоугольного импульса



Рис. 19. Напряжение на выходе преобразователя при воздействии синусоидального напряжения

линии (рис. 18). Поэтому для переменной составляющей преобразованного напряжения переходный процесс практически отсутствует. Изучение процессов, происходящих при воздействии на вход преобразователя синусоидального напряжения (рис. 19), позволяет произвести оценку полосы пропускания преобразователя.

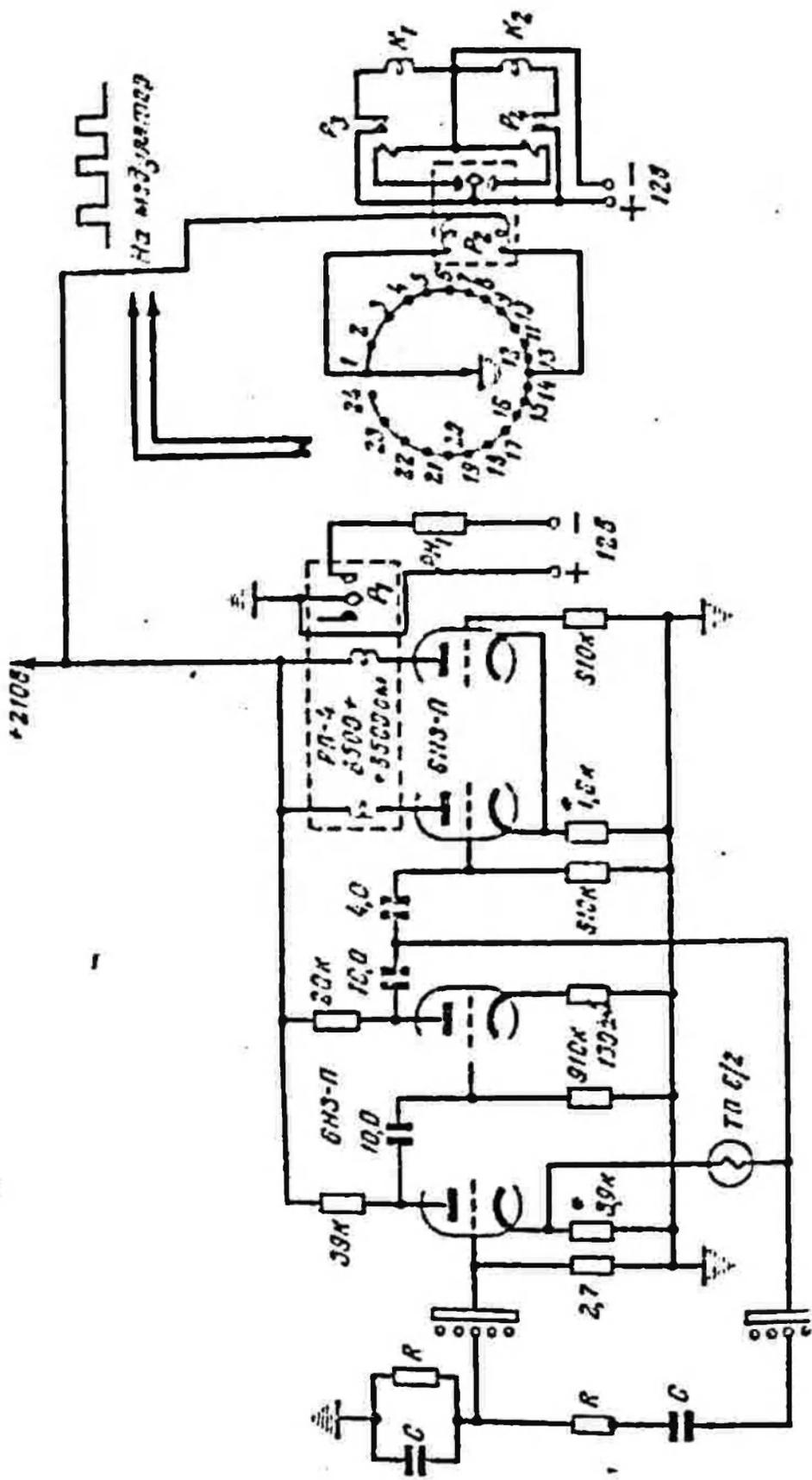


Рис. 22. Принципиальная схема блока автоматического управления контакторами генераторной станции и гератора синхронных ларок времени

даря чему на ее аноде создаются прямоугольные импульсы тока с длительностью около 0,05 сек, которые идут на модулятор радиопередатчика. Для этой цели могут быть также использованы блок-контакты реле-искателя, работающие на замыкание. К контактам 1 и 13 подключены обмотки поляризованного реле типа РП-4, контакты которого управляют контакторами K_1 и K_2 .

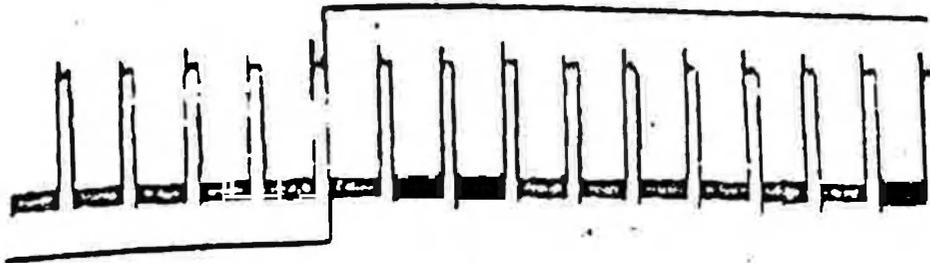


Рис. 23. Образец записи импульса тока с синхронными марками времени

Изменяя частоту лампового генератора, можно регулировать длительность токового импульса (а следовательно, и частоту следования марок времени) в довольно широких пределах.

На рис. 23 приводится образец записи импульса тока с синхронными марками времени.

§ 9. Оборудование

Для выполнения полевых работ методом ЗСП, кроме генераторной и измерительной аппаратуры, применяется специальное оборудование: источники тока, провода и устройства для их смотки, размотки и перевозки, заземлители, изоляционные материалы, инструментальный и топографо-геодезическая аппаратура и оборудование.

Так как в питающем диполе АВ при работе методом ЗСП протекают большие токи (30а, по схеме удвоения — 60 а), его обычно выполняют из привода ПМО, разматываемого в одну или, лучше, в две шитки. Заземление питающего диполя в точках АВ осуществляют железными пикетами, количество которых на каждое заземление может достигать 100 шт. и более. Количество пикетов на заземлениях определяется необходимостью обеспечения общего сопротивления и питающей линии не свыше 25 ом.

Как указывалось в § 1 настоящей главы, в качестве датчика измерительного устройства в методе ЗСП (магнитное) используется незаземленный контур суммарной площадью всех витков порядка 1 км². Обычно такой контур изготавливается из многожильного кабеля с изолированными жилами, причем витки, образуемые жилами, соединяются последовательно с помощью специальных колодок. Приемный контур рекомендуется изготавливать

из 20-жильного телефонного кабеля ТР ВКШ 10×2 или ТРПКШ 10×2 или 36-жильного сейсмического кабеля КПВС 18×2.

Для удобства приемный контур обычно раскладывается в виде квадрата. При использовании многожильного кабеля ТРВКШ 10×2 или ТРПКШ 10×2 стороны квадрата составляют около 200 м, при использовании кабеля КПВС 18×2 — около 150 м.

Не рекомендуется применять кабели с большими омическими сопротивлениями жил. Другие виды оборудования, применяемые при работе методом ЗСП, являются общими при производстве электроразведочных работ, и они подробно описаны в учебной и специальной технической литературе.

Глава IV

МЕТОДИКА ПОЛЕВЫХ РАБОТ И ОСНОВЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

§ 1. Методика полевых работ

Приведем общие условия, благоприятные для применения метода ЗСП.

1. Залегание опорного электрического горизонта в районе исследований в пределах глубин от 1—1,5 до 3—4 км. Кроме того, при производстве работ методом ЗСП (магнитного) мощность опорного горизонта должна быть в 3—4 раза больше глубины его залегания. Тонкие пласты даже с очень большими значениями удельного сопротивления не могут быть опорным горизонтом.

2. Достаточно высокая общая проводимость и мощность надопорного горизонта.

3. Отсутствие резких нарушений горизонтальной однородности разреза, включая рельеф опорного горизонта.

4. Слаборасчлененный рельеф дневной поверхности участков работ.

При соблюдении этих условий метод ЗСП можно применять для изучения рельефа опорного электрического горизонта по отдельным маршрутам или по сети взаимно увязанных профилей, отвечающих требованиям съемки масштаба 1:1 000 000—1:100 000. При этом могут быть обнаружены и оконтурены структурные элементы в рельефе фундамента (опорного горизонта) с амплитудами не менее 10—15% от глубины его залегания.

В благоприятных геологических условиях методом ЗСП выявляются и оконтуриваются также неоднородности в осадочной толще (например, терригенные образования), представляющие непосредственный интерес с точки зрения оценки района исследований на нефтегазоносность.

Неблагоприятными для применения ЗСП являются разрезы, в которых опорные горизонты непосредственно перекрыты пластами, характеризующимися повышенными значениями удельного сопротивления по сравнению с сопротивлениями других вышележащих слоев (разрезы типа А).

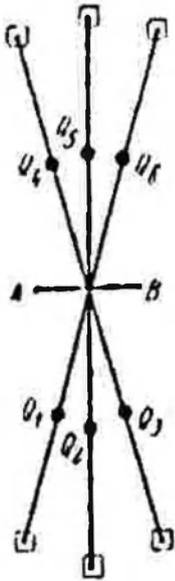


Рис. 21

Рис. 21. Схема расположения приемных контуров при регистрации становления магнитного поля 1 — приемный контур для регистрации процесса становления магнитного поля (от линии АВ); 2 — точка записи кажущегося удельного сопротивления (Q)

Проектирование, организация и производство работ методом ЗСП осуществляются в соответствии с требованиями инструкции по электроразведке [13] и наставлениями по электроразведочным работам методом ЗСП [14].

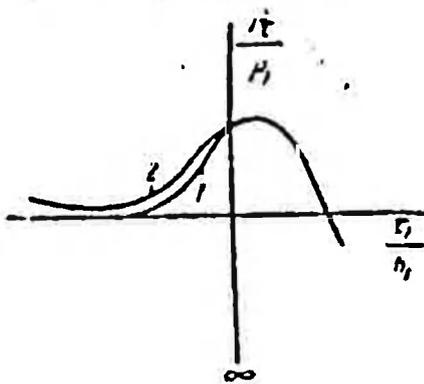
При производстве работ методом ЗСП (магнитного) в полевых условиях выполняется регистрация неустановившегося напряжения, индуцируемого вертикальным магнитным полем в горизонтальном незаземленном контуре, удаленном от питающего диполя на расстоянии, превышающее в 5—7 раз глубину опорного горизонта. При этом угол θ между линией АВ и направлением разноса (отрезок прямой между центром АВ и точкой наблюдения) может изменяться от 70° до 110° . В противном случае величина измеряемого напряжения заметно уменьшается, поскольку в знаменатель коэффициента установки входит $\sin \theta$. Изменяя величину угла θ , при одном положении питающего диполя можно записать кривые становления магнитного поля в нескольких точках (обычно от двух до четырех в каждую сторону от АВ, рис. 24).

Как это принято и в методе ДЭЗ, каждая из кривых условно относится к середине разноса r (точка записи).

Линия АВ, как правило, прокладывается вдоль дорог. При этом можно использовать участки дорог, состоящие из двух-трех прямолинейных звеньев. В последнем случае вычисляются коэффициенты установок для каждого звена в отдельности, а затем находится общий коэффициент (см. § 2).

Как показывают расчеты, при размере питающей линии, не превышающем $0,20 r$, коэффициент установки может вычисляться как дипольный. При

Рис. 25. Двухслойная кривая становления магнитного поля для изклонного измерительного контура



$AB = 0,20 r$ в коэффициент установки вводится соответствующая поправка. Обычно размер АВ не превышает $\frac{1}{2} r$. Для регистрации процесса становления магнитного поля в заранее на-

меченной точке разматывается приемный контур. Поскольку размер контура псче-зающе мал по сравнению с разном, он может считаться точечным. Поэтому азимутальная ориентировка сторон квадрата не имеет существенного значения. Напротив, как показывает расчет, наклон контура оказывает большое влияние на величину ρ_r . Основная причина этого заключается в том, что при наклонах плоскости измерительного контура индуцируемая в нем электродвижущая сила начинает зависеть от горизонтальной составляющей магнитного поля, имеющей значительную величину. С уменьшением t влияние наклона увеличивается, достигая максимума в ранней стадии становления. Следовательно, меньше всего будет искажена величина S , а сильнее всего значение ρ_r .

На рис. 25 приведен пример искажения двухслойной кривой становления при угле наклона плоскости контура $\alpha = 1^\circ$. Оценки показывают, что такая величина наклона является максимально допустимой. Напряжение с выхода незаземленного контура усиливается и регистрируется осциллографом. При этом продолжительность токовых импульсов выбирается на генераторной группе с таким расчетом, чтобы она превышала на 30—60% полную длительность становления поля. Для более уверенного выделения помех запись должна содержать не менее 15 импульсов. Каждая запись градуируется с помощью градуировочного устройства, имеющегося в усилителе. Типичная осциллограмма становления магнитного поля показана на рис. 26.

§ 2. Построение кривых кажущегося удельного сопротивления ρ_r

Теоретические кривые становления магнитного поля являются графическим изображением зависимости

$$\frac{\rho_r}{\rho_1} = \frac{2\pi r^2 e}{3ABqI \rho_1 \cdot \sin \theta} \quad \text{от} \quad \frac{\tau_1}{h_1} = \frac{\sqrt{10^9 \cdot 2\pi I \rho_1}}{h_1}$$



Рис. 26. Типичная осциллограмма становления магнитного поля

Поскольку r_1 и h_1 неизвестны, то в полевых кривых становления поля по горизонтальной оси откладывается $\sqrt{2\pi t}$, выраженное в секундах, а по вертикальной ρ_z , выраженное в ом-метрах. При вычислении ρ_z пользуются формулой $\rho_z = K \frac{r}{l}$. В общем случае ломаного AB коэффициент определяется по формуле

$$K = \frac{1}{\frac{1}{K_1} + \frac{1}{K_2} + \dots + \frac{1}{K_n}}$$

Если ρ выражено в микровольтах, а сила тока I в амперах, то коэффициент каждого звена вычисляется следующим образом:

$$K = \frac{2\pi r \cdot 10^{-6}}{3ABq \sin \theta \eta}$$

где η — безразмерная поправка за недипольность питающей линии, определяемая по номограмме, изображенной в приложении 3 в зависимости от угла θ и отношения $\frac{r}{AB}$;

q — площадь измерительного контура.

§ 3. Топографо-геодезические работы

Методика топографо-геодезических работ при производстве ЗСП существенно отличается от принятой в методах ВЭЗ и ДЭЗ. Целью их проведения является определение координат и высот точек записи Q и величин r , AB , θ , центров AB и приемного контура. Как показали исследования, выполненные А. П. Пряхиным [14], наиболее удобно вычислять r по координатам центра AB и центра приемного контура O . Привязка точек A , B и O осуществляется по топографическим картам или фотопланам с помощью аэрофотоснимков. Для этого концы питающей линии и вершину одного из углов приемного контура совмещают с ориентирами на местности. Разнос r вычисляется по координатам, снимаемым с карты, а угол θ измеряется на карте с точностью $0,5^\circ$.

В табл. 3 приводятся допустимые абсолютные средние квадратические ошибки m_r в метрах в определении координат точки O , при которых средняя квадратическая ошибка в определении коэффициента установки не превышает 3,6%.

Из табл. 3 следует, что в обжитых районах можно пользоваться картой масштаба $1 : 100\,000$ при $r > 8$ км и в малообжитых

Таблица 3

Масштаб используемой карты	Средняя квадратиче- ская ошибка $m_k, м$	$r=8 км$	$r=10 км$	$r=12 км$	$r=14 км$	$r=16 км$
1:100 000	40	±54	±78	±99	±118	±138
1:100 000	60	±9	±58	±85	±106	±129
1:50 000	20	±66	±87	±105	±123	±141
1:50 000	30	±62	±83	±103	±121	±139

районах при $r > 10 км$. При этом $m > m_k$ — средней квадратической ошибки в положении контура на карте, равной 0,4 или 0,6 мм.

§ 4. Запись, обработка и графическое изображение результатов полевых наблюдений

Для определения величины неустановившегося напряжения производится обработка осциллограмм. Обработке подвергается не менее 10 импульсов с наименьшим уровнем помех. Первым этапом обработки является проведение нулевой отсчетной линии и средней линии каждого импульса. При слабых низкочастотных вариациях естественного магнитного поля нулевая линия близка к прямой и проводится с помощью линейки. В противном случае отсчетная линия проводится от руки с помощью кальки, учитывая общий характер вариаций. Проведение средней линии каждого импульса имеет целью осреднение высокочастотных помех.

На каждом из выбранных импульсов проводятся вертикальные линии для моментов времени $t=0,20; 0,30; 0,50; 0,70; 1,0; 1,5; 2,0; 3,0; 5,0; 7,0; 10,0; 15,0 сек$, считая от начала каждого импульса. Неравномерный шаг значений t связан с тем, что кривая становления магнитного поля изображается в двойном логарифмическом масштабе. Логарифмы приведенных выше значений составляют с некоторой погрешностью арифметическую прогрессию. В качестве масштаба времени можно использовать продолжительность импульсов становления поля либо марки времени, наносимые на осциллограмму специальным синхронным устройством. Отклонение средней линии импульса измеряется от нулевой линии для каждого из выбранных моментов времени и выписывается в таблицу обработки (приложение 4, форма 8), после чего вычисляется среднеарифметическое значение отклонения по всем импульсам для каждого значения. С помощью градуировочных импульсов средние отклонения пересчитываются в микровольты.

Третьим параметром, необходимым для вычисления ρ_{Σ} , является сила тока. Как правило, при работах методом становления магнитного поля сила питающего тока не осциллографируется. Отсчет силы тока производится с помощью прецизионного прибора. В отдельных случаях, когда поверхностные гидрохимические условия приводят к значительной поляризации питающих электродов, искажающей форму прямоугольного импульса тока, необходимо выполнять осциллографическую запись. Для проверки времени срабатывания контакторов необходимо регулярно один-два раза в месяц записывать на осциллограмму форму импульса питающего тока.

После определения k , e и I , для каждого момента времени вычисляется ρ_{Σ} ; причем используется удвоенное значение силы тока (работа по схеме удвоения). Вычисленные значения ρ наносятся на двойной логарифмический бланк, по горизонтальной оси которого откладываются соответствующие значения $\sqrt{2\pi t}$. Построенные кривые ρ_{Σ} , а точнее их правые ветви, при $t > 0,1$ сек являются окончательным результатом обработки полевого материала в методе становления магнитного поля. Документация результатов полевых работ и их обработка ведутся в соответствии с требованиями инструкции по электроразведке [13] и форм 1—8 приложения 4.

§ 5. Основные технико-экономические показатели

Для краткой характеристики основных технико-экономических показателей метода ЗСП (магнитного) в табл. 4 и 5 приведены в качестве примера нормы выработки на одну приборо-

Таблица 4

Действующее расстояние r , км	Расстояние между точками записи, км	Категория местности					
		II		III		IV	
		Условия измерения ΔV					
		нормальные*	трудные**	нормальные*	трудные**	нормальные*	трудные**
5—9	1,0—2,0	3,21	2,29	2,16	1,53	1,43	1,03
10—14	2,0—3,0	3,06	2,18	2,05	1,46	1,36	0,93
15—19	3,0—5,0	2,92	2,03	1,93	1,30	1,30	0,93
20—25	5,0—6,5	2,78	1,93	1,85	1,32	1,24	0,89

* Нормальные — при измерении значений ΔV свыше 15—20 мкв при уровне помех, не превышающем 20% величины полезного сигнала.

** Трудные — при измерении значений ΔV , осложненных интенсивными помехами, превышающими 20% от величины полезного сигнала.

Таблица 5

Квалификация	Условия работы	
	одна полевая лаборатория	две полевые лаборатории
Начальник партии	1	1
Начальник отряда	—	1
Геофизик-оператор	2	2
Техник-оператор	2	3
Геофизик-интерпретатор	1	1
Ст. топограф	1	1
Техник-топограф	1	2
Электромеханик	1	1
Вычислитель (при объеме работ):		
до 100 зондирований	1	1
свыше 100 зондирований	1	2
Старший рабочий	2	3
Рабочий	10	13
Всего:		
ИТР	10	14
Рабочих	12	16
Итого	22	30

смену (в физических точках) и штаты для одноприборной полевой партии, согласно рекомендациям «Наставления по электро-разведочным работам методом становления электромагнитного поля» [14].

§ 6. Основы интерпретации конечной стадии становления магнитного поля

Вопросы интерпретации кривых ρ_r разработаны к настоящему времени только в первом приближении. Одним из препятствий на пути создания теории интерпретации является совершенно недостаточный объем расчетного материала для конечных разносов. Еще более важное обстоятельство, обедняющее интерпретацию результатов метода, заключается в технической возможности регистрации лишь конечной стадии становления магнитного поля. Проводя аналогию с методом ВЭЗ, можно сказать, что наблюдения выполняются лишь при больших разносах. Между тем известно, что анализ левой части кривой ВЭЗ во многих случаях существенно пополняет и уточняет сведения о геоэлектрическом разрезе.

При интерпретации конечной стадии становления магнитного поля могут представиться два случая.

1. Конечная стадия включает минимум кривой и правую ветвь. Это будет наблюдаться для разрезов, в которых на опор-

ном горизонте высокого удельного сопротивления залегает достаточно мощный, хорошо проводящий пласт. Пределы изменения мощности и продольного удельного сопротивления пласта, при которых выполняется это условие, зависят от соотношения всех параметров разреза и могут быть установлены для каждого конкретного случая с помощью специально рассчитанных волновых кривых становления магнитного поля. Грубо приближенно можно сказать, что мощность проводящего надпорного пласта не должна быть меньше суммарной мощности вышележащих отложений, а суммарная проводимость разреза должна превышать 300 мс.

2. Конечная стадия включает только правую ветвь. Вторым случаем наблюдается для разрезов типа А (§ 1), а также при малой мощности или сравнительно высоком удельном сопротивлении проводящего надпорного пласта. Этот случай наиболее неблагоприятен, так как дает возможность определить только значение суммарной продольной проводимости геоэлектрического разреза. В первом же случае, кроме суммарной продольной проводимости, определяется еще один важный параметр геоэлектрического разреза — значение кажущегося удельного сопротивления в минимуме кривой.

Интерпретация результатов становления магнитного поля делится на два этапа: первый этап заключается в определении величин S и $\rho_{\text{мин}}$; на втором этапе определяется среднее продольное удельное сопротивление ρ_1 и глубина до опорного горизонта $H = S \cdot \rho_1$.

Для определения суммарной продольной проводимости разреза можно использовать палетку поздней стадии становления магнитного поля. При этом кривая палетки, наиболее близкая по форме к полевой кривой, должна накладываться на максимум и правую нисходящую ветвь кривой ρ_1 . Линия S , проведенная на палетке поздней стадии, имеет уравнение $\frac{\rho_1}{\rho_1} = \left(\frac{S \cdot \tau}{2\pi S \cdot h_1} \right)^2$ или $\rho_1 = \frac{10^7}{(2\pi S)^2} \cdot (\sqrt{2\pi t})$. В точке пересечения линии S с осью $\rho_1 = 1$ ом·м имеем $\sqrt{2\pi t} = S \cdot \frac{2\pi}{\sqrt{10^7}}$. Следовательно, умножив абсциссу точки пересечения на $\frac{\sqrt{10^7}}{2\pi}$, получаем

$$S = \frac{\sqrt{10^7}}{2\pi} \cdot \sqrt{2\pi t} = 503 \sqrt{2\pi t}$$

Палетка поздней стадии может применяться как для разреза типа А, так и для разреза типа Н, но в последнем случае целесообразнее пользоваться двухслойной палеткой становления магнитного поля.

Для определения суммарной продольной проводимости раз-

реза с помощью двухслойной палетки следует наложить полевую кривую ρ_2 на одну из двухслойных кривых так, чтобы область минимума и правая часть полевой кривой совместились с соответствующими участками одной из теоретических кривых. Пересечение линии S , нанесенной на палетке, с осью абсцисс $\rho_2 = 1 \text{ ом} \cdot \text{м}$, определяет величину суммарной продольной проводимости разреза.

По найденным значениям S и $\rho_{2\text{мин}}$ строятся профили и карты. Наиболее важным моментом интерпретации является определение среднего продольного удельного сопротивления разреза. Для этого необходимо установить связь между ρ_2 , $\rho_{2\text{мин}}$ и S .

Выявление характера этой связи существенно облегчается тем, что для разросов, превышающих примерно в пять раз глубину опорного горизонта, минимум кривой ρ_2 находится в пределах волновой стадии процесса и не зависит от изменения разроса. Поскольку зависимости между ρ_2 , $\rho_{2\text{мин}}$ и S могут быть различными для разных участков района работ, анализ полевого материала начинается с построения карты типов кривых становления поля. Типы кривых могут выделяться по наличию или отсутствию минимума, значениям ρ_2 в максимуме кривой и другим внешним признакам. В зависимости от характера геоэлектрического разреза могут иметь место различные случаи:

- 1) наличие закономерной связи отношения $\frac{\rho_{2\text{мин}}}{\rho_1}$ с величиной S ;
- 2) зависимость отношения $\frac{\rho_{2\text{мин}}}{\rho_1}$ от величины $\rho_{2\text{мин}}$;
- 3) практически постоянное отношение $\frac{\rho_{2\text{мин}}}{\rho_1}$;
- 4) связь кажущегося удельного сопротивления в минимуме кривой с ρ_1 и удельным сопротивлением надопорного горизонта $\rho_{\text{но}}$:

$$\rho_{2\text{мин}} = \frac{\rho_1^2}{\rho_{\text{но}}}$$

Для решения вопроса о том, какая из перечисленных закономерностей имеет место, в ряде пунктов района работ необходимо знать глубину (H) опорного горизонта. Источником сведений о глубине опорного горизонта являются обычно данные бурения или сейсморазведки корреляционным методом преломленных волн. Следовательно, метод становления поля желательно использовать в комплексе с другими методами изучения глубинного геологического строения. После того как в пунктах

с известной глубиной опорного горизонта выполнены зондирования становлением магнитного поля и определены S и $\rho_{\text{мин}}$, легко найти значение $\rho_1 = \frac{H}{S}$ в этих пунктах, а также продоль-

ное удельное сопротивление надопорного горизонта $\rho_{10} = \frac{\rho_1^2}{\rho_{\text{мин}}}$.

Зная ρ_1 , можно выяснить характер связи ρ_1 и $\rho_{\text{мин}}$. С помощью графика, выражающего эту зависимость, определяется значение ρ_1 в каждом пункте, где зарегистрирован процесс становления поля. Как видно, способы интерпретации кривых ρ_1 относятся к числу «статических» способов.

Опыт показывает, что во многих районах кажущееся удельное сопротивление в минимуме кривой ρ_1 отличается от ρ_1 не более чем на 20—30%. По данным полученных значений H строятся структурные карты и профили глубины опорного горизонта.

Поскольку частотные характеристики применяемой аппаратуры не позволяют получать неискаженную запись всего процесса становления магнитного поля, постоянная интерпретация результатов наблюдений не представляется возможной. Некоторые суждения о фациальной изменчивости отложений можно получить из анализа карт и профилей $\rho_{\text{мин}}$ и S .

§ 7. Использование данных электрического каротажа

Существенную помощь при проектировании работ методом становления магнитного поля и при интерпретации могут оказать результаты электрического каротажа скважин, особенно боковое каротажное зондирование. Однако первый же опыт работ методом становления магнитного поля вскрыл значительные расхождения между значениями продольных удельных сопротивлений карбонатных комплексов, определенных по каротажу и по становлению магнитного поля. В то время как удельное сопротивление известняков и доломитов по данным БКЗ измеряется сотнями ом-метров, значения $\rho_{\text{мин}}$ в районах с весьма малой мощностью терригенных пластов составляют обычно от 3 до 15 ом·м. Соответственно суммарная продольная проводимость, подсчитанная по БКЗ, оказывается в десятки раз меньшей, чем определенная по становлению магнитного поля.

Особенно резко это расхождение заметно в восточных районах Русской платформы. Так, подсчет величины S по БКЗ опорной скважины Красная Поляна (Куйбышевская область) дает значение $S = 100 \text{ мО}$, в то время как при зондировании становлением получаем $S = 500 \text{ мО}$. В районе опорной скважины Пилюгино (Оренбургская область) по становлению магнитного поля определена величина суммарной продольной проводимости

$S=300$ мО, в то время как подсчет по БКЗ дает $S=70$ мО. Хотя причины указанного расхождения всесторонне не выяснены, можно высказать ряд предварительных соображений. Во-первых, следует отметить, что данные гидрогеологических исследований свидетельствуют о весьма высокой степени минерализации пластовых вод востока Русской платформы. Е. Е. Белякова [10] отмечает, что «это высококонцентрированные рассолы с минерализацией 270—275 г/л». Удельное сопротивление пластовых вод при такой минерализации составляет примерно 0,02 Ом·м. Следовательно, если в карбонатном комплексе мощностью 1 км имеются хорошо проницаемые трещины суммарной мощностью 2 м, то продольная проводимость такого комплекса составляет 100 мО, а среднее продольное сопротивление равно 10 Ом·м. Между тем изучение микротрещиноватости карбонатных пород Второго Баку, выполненное А. Г. Милешиной [1], приводит к среднему значению коэффициента трещиноватости, примерно равному 0,005, т. е. ширина трещин на 1000 м разреза в среднем равна 5 м. Легко представить, что в процессе бурения скважин проникновение сравнительно пресного бурового раствора по трещинам может быть настолько значительным, что в результате электрического каротажа не будут получены истинные значения средних удельных сопротивлений трещиноватых известняков.

§ 8. Искажения кривых становления магнитного поля

Как указывалось выше, тонкий горизонтальный экран практически не проявляется на кривых становления магнитного поля. Иначе обстоит дело при негоризонтальном залегании экрана. Если вблизи питающего диполя или приемного контура наблюдаются резкие неоднородности в рельефе такого экрана, кривые становления магнитного поля искажаются.

Одна из типичных форм искаженных импульсов показана на рис. 27. Сильнее всего искажения проявляются в ранней стадии становления магнитного поля и уменьшаются с ростом t . Опыт показывает, что искажения чаще всего возникают из-за нарушения горизонтальности поверхности экрана вблизи питающего диполя.

Очевидно, что чем глубже находится экран, тем слабее влияют на форму кривой становления магнитного поля неоднородности в рельефе его поверхности. Для уменьшения таких искажений рекомендуется располагать питающую линию и приемный контур вдали от участков, где по данным геологической съемки или ВЭЗ можно ожидать расчлененного рельефа поверхности



Рис. 27. Одна из типичных форм искаженных кривых

экрана. Эффективным средством исключения влияния искажений является осреднение значений ρ_{Σ} по профилю наблюдений. При этом сглаживаются локальные особенности и выделяется основная закономерность регионального изменения ρ_{Σ} .

§ 9. Перспективы использования метода становления магнитного поля для решения задач структурной геологии

Важнейшим преимуществом метода становления магнитного поля является возможность изучения проводящих отложений, перекрытых пластами высокого удельного сопротивления. Поэтому наибольшие перспективы применения этого метода открываются в районах, где геоэлектрический разрез содержит непродолжающиеся экраны. В Советском Союзе имеются два основных региона, удовлетворяющие этому условию, — это Русская и Восточно-Сибирская платформы.

Как известно, в геоэлектрическом разрезе Русской платформы имеется галогенно-карбонатный экран пермского возраста, а в разрезе Восточно-Сибирской платформы — аналогичный экран верхнекембрийского возраста. Удельные сопротивления экранов настолько велики, что в большинстве случаев применение вертикальных электрических зондирований с разносами $\frac{AB}{2}$ до 30 км не давали возможности изучать глубины до заэкранированного опорного горизонта кристаллического фундамента платформы.

Исходя из этих соображений, в полевой сезон 1958 г. лабораторией электроразведки ВНИИГеофизики было проведено опробование метода становления магнитного поля на территории Саратовской, Куйбышевской и Оренбургской областей. В общей сложности был выполнен профиль длиной около 600 км. В качестве примера рассмотрим наиболее интересный участок профиля, расположенный в восточной части Куйбышевской области (Шенгала — Бобровка).

Этот профиль расположен в области развития пермских гидрохимических отложений, являющихся экраном при разведке с помощью постоянного тока, в связи с чем глубина исследования методом ВЭЗ не превышает здесь первых сотен метров. В северной части профиля гидрохимические отложения кулгурского яруса выходят на дневную поверхность.

В результате работ методом становления магнитного поля на всем профиле, за исключением его северной оконечности, были получены кривые ρ_{Σ} , хорошо согласующиеся с теоретическими. В северной части профиля выходы пород экранирующего горизонта на дневную поверхность привели к сильным искажениям кривых ρ_{Σ} и сделали невозможной уверенную интерпретацию.

Зависимость между величиной $\rho_{\text{мин}}$ и средним продольным удельным сопротивлением разреза ρ_l была установлена по одной скважине (№ 402, район Кожаны). Оказалось, что практически можно принять $\rho_{\text{мин}} = \rho_l$. Интерпретация, выполненная с учетом этой закономерности, позволила выявить следующие основные черты глубинного геологического строения по профилю работ. Основным элементом тектоники здесь является Мухановский свод с глубиной фундамента около 3000 м. С севера Мухановский свод ограничивается бортом Серноводской впадины, а с юга — резкой ступенью типа сброса, южнее которой намечается погружение, осложненное пологим выступом фундамента.

Работы 1958 г. особенно интересны тем, что их можно сопоставить с результатами сейсморазведки корреляционным методом преломленных волн. Полевые исследования этой модификацией сейсморазведки проводились Волго-Уральской экспедицией ВНИИ Геофизики одновременно с электроразведочными работами. Сравнение показывает (рис. 28), что в региональном плане совпадение результатов удовлетворительное. Расхождения в глубинах до кристаллического фундамента не превышают 15%. Вместе с тем следует отметить, что стоимость электроразведочных работ по этому профилю (10 тыс. руб.) примерно в 10 раз меньше стоимости работ КМПВ. В результате полевых исследований 1958 г. было повсеместно установлено, что средние продольные удельные сопротивления карбонатных пород на востоке Русской платформы не превышают 10—15 ом·м.

Ввиду успешных результатов опробования метода становления поля в 1959—1960 гг. началось его широкое внедрение в практику региональных исследований. В 1959 г. полевые работы методом становления магнитного поля были начаты Куйбышевским научно-исследовательским институтом нефтяной промышленности, Бугурусланской геофизической конторой, геофизическим трестом «Татнефтегеофизика», конторой «Востсибнефтегеофизика», трестом «Геофизугленефтегазразведка», конторой «Спецгеофизика», трестом «Башнефтегеофизика», конторой «Волгограднефтегеофизика».

На рис. 29 приведены результаты интерпретации ЗСМ, выполненные Присяинской электроразведочной партией № 17/60 конторы «Востсибнефтегеофизика» в 1960 г. по профилю Абан — Долгий Мост в пределах Канско-Тасеевской впадины. Как видно из рис. 29, работами по методу ЗСМ выявлена проводящая толща мощностью около 2 км, залегающая между опорным горизонтом метода ДЭЗ и опорным горизонтом ЗСМ.

В результате работ ВНИИ Геофизики, Куйбышевского научно-исследовательского института нефтяной промышленности, Бугурусланской геофизической конторы в 1959 г. было установлено, что в ряде районов Куйбышевской и Оренбургской обла-

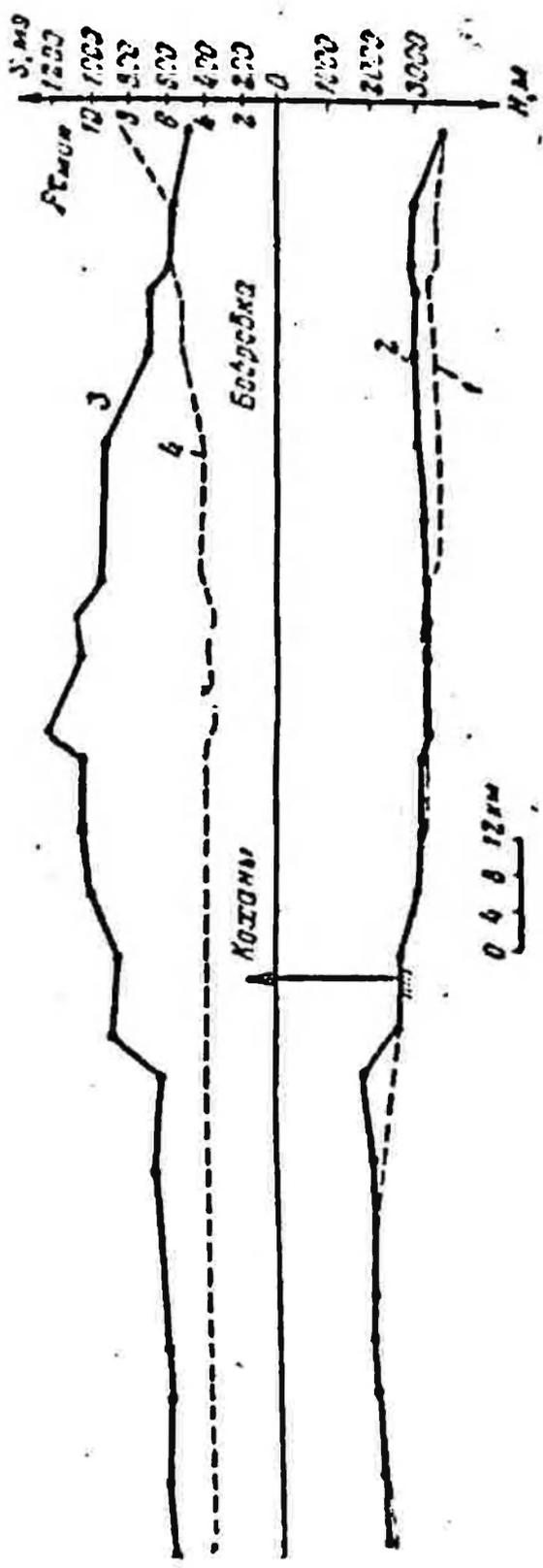


Рис. 28. Результаты работ по методу становления магнитного поля по профилю Шентала — Бобровка
 1 — рельеф кристаллического фундамента по данным КМГП; 2 — рельеф кристаллического фундамента по данным ЗСМ; 3 — график $\sigma_{\text{мн}}$

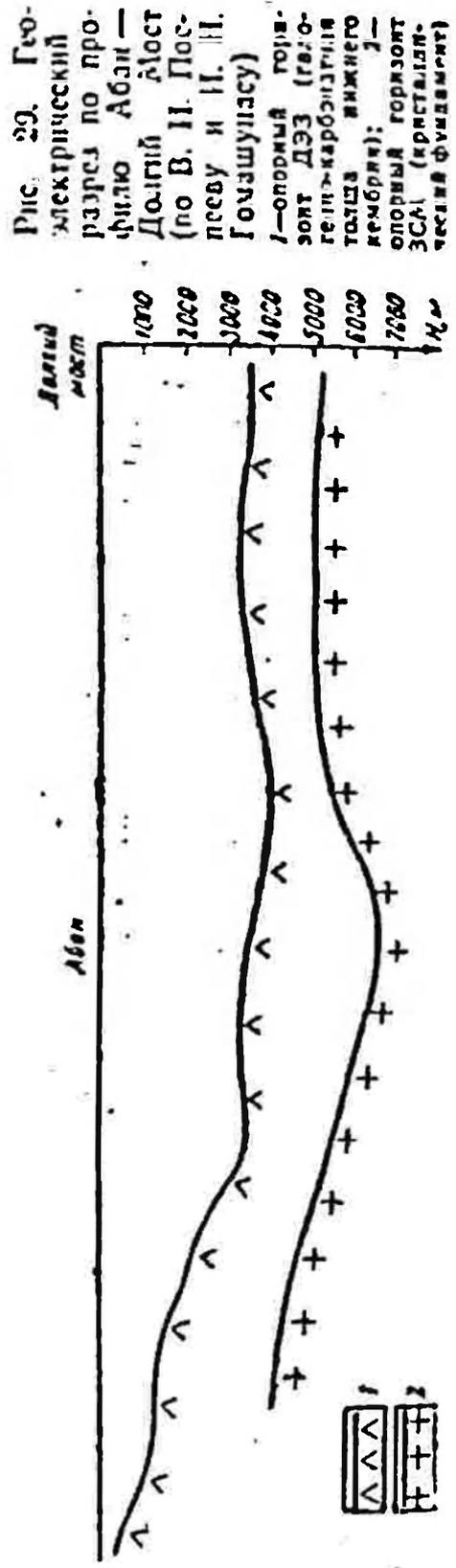


Рис. 29. Гео-электрический разрез по профилю Абан — Долгий мост (по В. И. Посеву и И. И. Гомашулясу)
 1 — опорная гора-зонт ДЭЗ (гвоздево-карбонатная толща нижнего кембрия); 2 — опорный горизонт ЗСА (кристаллический фундамент)

стей работами методом ЗСП можно получать сведения не только о рельефе кристаллического фундамента, но и выделять области распространения мощных терригенных толщ. Эти области отмечаются увеличением значений S при уменьшении $\rho_{\text{.....}}$.

В 1960—1961 гг. электроразведочные работы методом ЗСМ продолжали расширяться. Для оценки перспектив метода зондирования становлением поля весной 1960 г. в г. Октябрьском (Башкирская АССР) было проведено совещание по обмену опытом. Совещание, в работе которого приняли участие представители 20 организаций, рекомендовало широко применять метод зондирования становлением поля для решения следующих задач:

1) регионального изучения рельефа поверхности фундамента при глубинах его залегания от 1—1,5 до 3 км;

2) прослеживания зон значительного увеличения мощности терригенных отложений.

Совещание рекомендовало комплексировать метод зондирования поля с другими методами геофизической разведки. В первую очередь имеется в виду комплексирование с сейсморазведкой корреляционным методом преломленных волн как с наиболее эффективным методом изучения рельефа кристаллического фундамента.

В решении Экспертной комиссии экспертно-геологического совета Министерства геологии и охраны недр СССР, принятом в 1961 г., по вопросу о перспективах применения новых методов электроразведки, основанных на использовании переменных электромагнитных полей, отмечено, что до последнего времени основным методом в комплексе геофизических исследований (как при региональном изучении новых перспективных на нефть и газ площадей, так и при поисках структур и последующей их подготовке для глубокого бурения) является сейсморазведка. В связи с высокой стоимостью сейсмических работ и сложностью их производства указанное обстоятельство отрицательно влияло на темпы развития и стоимость геологоразведочных работ на нефть и газ, в том числе задерживало подготовку структур под бурение.

В связи с изложенным назрела необходимость пересмотреть геофизический комплекс исследований в сторону расширения его производственных, геологических и экономических показателей.

Разработанные в последние годы методика и аппаратура высокоточной гравиразведки и другие новые методы электроразведки, основанные на использовании переменных электромагнитных полей (методы теллурических токов, магнитотеллурического профилирования и зондирования, зондирования становлением поля, частотных электромагнитных зондирования) по сравнению с сейсморазведкой являются более мобильными и

экономичными при производстве разведочных работ на нефть и газ, особенно в труднодоступных восточных и северных районах страны.

Геологическая эффективность этих методов, при рациональном комплексировании их с сейморазведкой и бурением, отвечает запросам производства и вместе с тем приводит к значительному сокращению объемов сейморазведки и бурения.

В связи с этим Экспертная комиссия отметила, что широкое использование новых методов электроразведки и высокоточной гравирии в комплексе с сейморазведкой и глубоким бурением приведет к значительному сокращению сроков выполнения и материальных затрат на производство региональных исследований и на поиски структур, перспективных на нефть и газ. Кроме того, благодаря такому расширению геофизического комплекса станет возможным высвободить значительный объем сейсмических работ с производства региональных исследований и поисков структур и направить его на подготовку структур к глубокому бурению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Б. А. Геофизические методы в региональной структурной геологии. Госгеолтехиздат, 1960.
2. Бердичевский М. Н. и Ваньян Л. Л. Электромагнитное поле в тонкослоистых средах. Вопросы разведочной геофизики, № 2, 1961.
3. Бердичевский М. Н. и Завадская Т. Н. К вопросу о становлении электрического поля в земле. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1955.
4. Бобровников Л. З. К теории усилителей постоянного тока с электромеханическим преобразователем. Прикладная геофизика, № 26, 1960.
5. Ваньян Л. Л. Некоторые вопросы теории частотных зондирований горизонтальных напластований. Прикладная геофизика, № 23, 1959.
6. Ваньян Л. Л. Элементы теории становления электромагнитного поля. Прикладная геофизика, № 25, 1960.
7. Ваньян Л. Л., Терехин Е. И., Штimmer А. И. Методика расчета волновых кривых частотного зондирования. Прикладная геофизика, № 30, 1961.
8. Ваньян Л. Л. О разрешающей способности частотных зондирований. Геология и геофизика, № 9, 1960.
9. Владимиров Н. П. и др. Об экспериментальных исследованиях становления электромагнитного поля в многослойной земле. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1956.
10. Вопросы нефтепоисковой гидрогеологии. Материалы ВСЕГЕИ, вып. 18, 1956.
11. Гавелка Р. Четырехзначные таблицы круговых и гиперболических функций комплексного аргумента. Vieweg, Braunschweig, 1931.
12. Заборовский А. И. Электроразведка. Гостехиздат, 1943.
13. Инструкция по электроразведке. Госгеолтехиздат, 1961.
14. Наставление по электроразведочным работам методом становления электромагнитного поля для решения задач структурной геологии. ВНИИ-Геофизика, 1960.
15. Николаева М. В. О приближенном вычислении осциллирующих интервалов. Тр. Математич. ин-та им. В. А. Стеклова, XXVIII, 1949.
16. Снеддон И. Преобразование Фурье. Изд-во иностр. лит., 1955.
17. Солодовников В. В. Статистическая динамика линейных систем автоматического управления. Физматгиз, 1960.
18. Тихонов А. И. О становлении электрического тока в однородном проводящем полупространстве. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 3, 1946.
19. Тихонов А. И., Скугаревская О. А. Об интерпретации процесса становления электрического поля в слоистых средах. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1958.
20. Тихонов А. И. Об асимптотическом поведении интегралов, содержащих бесселевы функции. Докл. АН СССР, № 5, 1959.
21. Харкевич А. А. Спектры и анализ. Гостехиздат, 1957.
22. Четаев Д. К расчету неустановившихся электромагнитных полей в неоднородных средах. Тр. Геофиз. ин-та АН СССР, № 32, 1956.
23. Шейнман С. М. Об установлении электромагнитных полей в земле. Прикладная геофизика, № 3, 1947.
24. Эненштейн Б. С. Метод изучения становления электрического поля в земле. Докл. АН СССР, т. 59, № 2, 1948.

ТАБЛИЦЫ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ И ОБРАТНЫХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ
КОМПЛЕКСНОГО АРГУМЕНТА ДЛЯ РАСЧЕТА ВОЛНОВЫХ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ

x		y = 0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20
0,00	100	0,0200 ¹⁰⁰	0,0400 ¹⁰⁰	0,0599 ¹⁰⁰	0,0798 ⁹⁹	0,0997 ⁹⁹	0,1194 ⁹⁸	0,1391 ⁹⁸	0,1586 ⁹⁷	0,1781 ⁹⁷	0,1974
02	157 ²⁹	0372 ⁸⁶ ₆₈	0509 ⁸⁴ ₈₄	0677 ⁷⁹ ₅₁	0859 ⁷⁰ ₅₄	1045 ⁶¹ ₅₅	1235 ⁵⁰ ₅₆	1426 ⁴³ ₅₁	1617 ³⁵ ₅₃	1808 ²⁸ ₅₅	1999
04	157 ¹⁶	0660 ¹⁴⁴ ₄₃	0745 ¹¹⁸ ₆₂	0869 ⁹⁸ ₇₄	1016 ⁷⁹ ₈₁	1179 ⁶⁷ ₈₆	1350 ⁵⁴ ₈₈	1527 ⁴³ ₉₀	1707 ³⁵ ₉₁	1889 ²⁹ ₉₂	2071
06	158 ⁻¹⁰	0966 ¹⁷³ ₃₀	1026 ¹⁴¹ ₄₆	1119 ¹²³ ₆₃	1237 ¹¹⁰ ₆₈	1374 ⁹⁸ ₇₃	1523 ⁸⁷ ₇₉	1681 ⁷⁸ ₈₂	1847 ⁷⁰ ₈₃	2016 ⁶³ ₈₆	2189
08	159 ⁸	1279 ¹⁵⁶ ₂₃	1325 ¹¹⁹ ₃₇	1393 ¹⁴⁰ ₄₃	1491 ¹²⁹ ₅₇	1603 ¹¹⁸ ₆₅	1738 ¹⁰⁸ ₇₀	1879 ⁹⁹ ₇₁	2028 ⁹¹ ₇₅	2183 ⁸³ ₈₀	2343
0,10	160 ⁶	0,1596 ¹⁵⁹ ₁₉	0,1633 ¹⁵⁴ ₃₀	0,1693 ¹⁴³ ₄₉	0,1774 ¹⁴⁰ ₄₉	0,1871 ¹³¹ ₅₆	0,1983 ¹²³ ₆₂	0,2107 ¹¹⁴ ₆₇	0,2241 ¹⁰⁷ ₇₁	0,2382 ¹⁰⁰ ₇₄	0,2529
12	161 ³	1918 ¹⁶¹ ₁₅	1919 ¹⁵⁸ ₂₃	1999 ¹⁵³ ₃₁	2068 ¹⁴⁷ ₄₂	2152 ¹⁴⁰ ₄₉	2250 ¹³³ ₅₅	2360 ¹²⁶ ₆₀	2480 ¹²⁰ ₆₄	2608 ¹¹⁷ ₆₇	2743
14	164 ⁴	2241 ¹⁶³ ₁₃	2271 ¹⁶¹ ₂₂	2314 ¹⁵⁷ ₃₀	2373 ¹⁵³ ₃₇	2447 ¹⁴⁷ ₄₃	2533 ¹⁴² ₄₉	2631 ¹³⁶ ₅₁	2739 ¹³⁰ ₅₃	2856 ¹²⁴ ₆₂	2979
16	166 ⁴	2575 ¹⁶⁶ ₁₂	2598 ¹⁶⁴ ₁₉	2636 ¹⁶¹ ₂₆	2688 ¹⁵⁸ ₃₃	2753 ¹⁵³ ₃₉	2830 ¹⁴⁹ ₄₄	2918 ¹⁴³ ₄₉	3016 ¹³⁷ ₅₃	3121 ¹³³ ₅₇	3234
18	169 ³	2912 ¹⁶⁹ ₁₀	2932 ¹⁶⁷ ₁₇	2966 ¹⁶⁵ ₂₃	3012 ¹⁶² ₂₉	3070 ¹⁵⁸ ₃₅	3139 ¹⁵⁴ ₄₀	3218 ¹⁵⁰ ₄₄	3307 ¹⁴⁶ ₄₈	3403 ¹⁴¹ ₅₂	3507
0,20	172 ³	0,3255 ¹⁷² ₉	0,3273 ¹⁷¹ ₁₅	0,3303 ¹⁶⁹ ₂₁	0,3345 ¹⁶⁶ ₂₆	0,3397 ¹⁶³ ₃₁	0,3459 ¹⁶⁰ ₃₆	0,3531 ¹⁵⁶ ₄₀	0,3611 ¹⁵² ₄₄	0,3699 ¹⁴⁹ ₄₇	0,3794

7
САР. 701

22	176 ³	3606 ¹⁷⁵ ₈	3622 ¹⁷⁴ ₁₃	3649 ¹⁷³ ₁₉	3686 ¹⁷¹ ₂₄	3733 ¹⁶⁸ ₂₈	3790 ¹⁶⁵ ₃₃	3855 ¹⁶² ₃₇	3928 ¹⁵⁸ ₄₀	4008 ¹⁵⁵ ₄₄	4095
24	180 ²	3964 ¹⁷⁹ ₇	3979 ¹⁷⁸ ₁₂	4003 ¹⁷⁷ ₁₇	4037 ¹⁷⁵ ₂₁	4080 ¹⁷³ ₂₅	4131 ¹⁷¹ ₃₀	4190 ¹⁶⁸ ₃₃	4257 ¹⁶⁵ ₃₇	4331 ¹⁶¹ ₄₀	4411
26	184 ²	4332 ¹⁸⁴ ₇	4345 ¹⁸³ ₁₁	4367 ¹⁸² ₁₅	4398 ¹⁸⁰ ₂₀	4437 ¹⁷⁹ ₂₃	4483 ¹⁷⁶ ₂₇	4537 ¹⁷⁴ ₃₁	4598 ¹⁷¹ ₃₄	4666 ¹⁶⁷ ₃₇	4739
28	189 ²	4710 ¹⁸⁹ ₆	4722 ¹⁸⁸ ₁₀	4742 ¹⁸⁷ ₁₄	4770 ¹⁸⁶ ₁₈	4805 ¹⁸⁴ ₂₁	4847 ¹⁸² ₂₅	4896 ¹⁸⁰ ₂₈	4952 ¹⁷⁷ ₃₁	5014 ¹⁷⁴ ₃₄	5081
0,30	195 ²	0,5099 ¹⁹⁵ ₆	0,5110 ¹⁹⁴ ₉	0,5128 ¹⁹³ ₁₃	0,5153 ¹⁹² ₁₅	0,5185 ¹⁹⁰ ₁₉	0,5224 ¹⁸⁸ ₂₂	0,5268 ¹⁸⁶ ₂₅	0,5319 ¹⁸⁴ ₂₈	0,5375 ¹⁸¹ ₃₁	0,5437
32	201 ²	5501 ²⁰¹ ₅	5511 ²⁰⁰ ₈	5527 ²⁰⁰ ₁₁	5550 ¹⁹⁸ ₁₄	5579 ¹⁹⁷ ₁₇	5614 ¹⁹⁵ ₂₀	5654 ¹⁹³ ₂₃	5700 ¹⁹¹ ₂₅	5751 ¹⁸⁸ ₂₈	5807
34	208 ²	5917 ²⁰⁸ ₄	5926 ²⁰⁸ ₇	5941 ²⁰⁷ ₁₀	5961 ²⁰⁶ ₁₃	5987 ²⁰⁴ ₁₆	6018 ²⁰² ₁₈	6055 ²⁰⁰ ₂₁	6096 ¹⁹⁸ ₂₃	6142 ¹⁹⁶ ₂₅	6193
36	216 ¹	6349 ²¹⁶ ₄	6357 ²¹⁵ ₇	6370 ²¹⁵ ₉	6388 ²¹⁴ ₁₂	6411 ²¹² ₁₄	6439 ²¹⁰ ₁₆	6472 ²⁰⁸ ₁₈	6509 ²⁰⁶ ₂₁	6550 ²⁰⁴ ₂₂	6595
38	225 ¹	6798 ²²⁵ ₅	6805 ²²⁴ ₆	6817 ²²³ ₈	6833 ²²² ₁₀	6853 ²²¹ ₁₂	6878 ²¹⁹ ₁₄	6906 ²¹⁷ ₁₆	6939 ²¹⁵ ₁₈	6975 ²¹² ₂₀	7014
0,40	235 ¹	0,7267 ²³⁵ ₃	0,7273 ²³⁴ ₅	0,7283 ²³³ ₇	0,7297 ²³² ₉	0,7314 ²³¹ ₁₁	0,7335 ²²⁹ ₁₂	0,7360 ²²⁷ ₁₄	0,7388 ²²⁵ ₁₆	0,7419 ²²² ₁₇	0,7452
42	246 ¹	7758 ²⁴⁶ ₃	7763 ²⁴⁵ ₄	7772 ²⁴⁴ ₆	7783 ²⁴³ ₇	7797 ²⁴² ₉	7815 ²⁴⁰ ₁₁	7835 ²³⁸ ₁₂	7858 ²³⁵ ₁₃	7884 ²³³ ₁₄	7912
44	258 ¹	8274 ²⁵⁸ ₂	8278 ²⁵⁷ ₃	8284 ²⁵⁶ ₄	8293 ²⁵⁵ ₆	8304 ²⁵⁴ ₇	8318 ²⁵² ₈	8334 ²⁴⁹ ₉	8352 ²⁴⁷ ₁₀	8372 ²⁴⁴ ₁₁	8394
46	272 ⁰	8817 ²⁷² ₁	8820 ²⁷¹ ₂	8824 ²⁷⁰ ₃	8830 ²⁶⁹ ₄	8838 ²⁶⁷ ₅	8848 ²⁶⁵ ₆	8859 ²⁶³ ₆	8871 ²⁶⁰ ₇	8885 ²⁵⁷ ₈	8901
48	287 ⁰	9391 ²⁸⁷ ₁	9393 ²⁸⁶ ₁	9395 ²⁸⁵ ₂	9398 ²⁸⁴ ₂	9402 ²⁸² ₃	9407 ²⁸⁰ ₃	9413 ²⁷⁷ ₃	9420 ²⁷⁴ ₄	9427 ²⁷¹ ₄	9435
0,50	305 ⁰	1,0000 ³⁰⁴ ₀	1,0000 ³⁰⁴ ₀	1,0000 ³⁰³ ₀	1,0000 ³⁰¹ ₀	1,0000 ²⁹⁹ ₀	1,0000 ²⁹⁶ ₀	1,0000 ²⁹³ ₀	1,0000 ²⁹⁰ ₀	1,0000 ²⁸⁷ ₀	1,0000

07

x	y = 0,22	0,24	0,25	0,28	0,30	0,32	0,34	0,36	0,38	0,40
0,00	0,2165 ⁹⁵	0,2355 ⁹⁴	0,2543 ⁹³	0,2729 ⁹²	0,2913 ⁹¹	0,3095 ⁹⁰	0,3275 ⁸⁹	0,3452 ⁸⁸	0,3627 ⁸⁶	0,3799
02	2188 ¹¹ ₉₁	2376 ¹⁰ ₉₃	2562 ¹⁰ ₉₂	2747 ⁹ ₉₁	2930 ⁸ ₉₀	3111 ⁸ ₈₉	3290 ⁷ ₈₈	3465 ⁷ ₈₇	3640 ⁶ ₈₆	3812
04	2255 ³³ ₉₁	2437 ³¹ ₉₁	2619 ²⁹ ₉₀	2800 ²⁷ ₈₉	2980 ²⁵ ₈₈	3158 ²⁴ ₈₇	3334 ²² ₈₇	3503 ²¹ ₈₆	3680 ²⁰ ₈₅	3850
06	2362 ⁵⁴ ₈₇	2537 ⁵⁰ ₈₈	2712 ⁴⁶ ₈₈	2887 ⁴¹ ₈₇	3062 ⁴¹ ₈₇	3235 ³⁹ ₈₆	3407 ³⁷ ₈₅	3577 ³⁵ ₈₄	3746 ³³ ₈₃	3913
08	2506 ⁷² ₈₃	2671 ⁶⁷ ₈₃	2838 ⁶³ ₈₁	3005 ⁵⁹ ₈₁	3173 ⁵⁴ ₈₄	3340 ⁵³ ₈₃	3507 ⁵⁰ ₈₃	3673 ⁴⁸ ₈₂	3837 ⁴⁵ ₈₁	3999
0,10	0,2681 ⁸⁹ ₇₈	0,2836 ⁸² ₇₉	0,2993 ⁷⁸ ₈₀	0,3152 ⁷⁴ ₈₀	0,3312 ⁷⁰ ₈₀	0,3473 ⁶⁶ ₈₀	0,3633 ⁶³ ₈₀	0,3792 ⁶⁰ ₇₉	0,3951 ⁵⁷ ₇₉	0,4109
12	2883 ¹⁰¹ ₇₁	3028 ⁹⁵ ₇₄	3175 ⁹¹ ₇₃	3325 ⁸⁶ ₇₆	3477 ⁸² ₇₆	3629 ⁷⁸ ₇₆	3782 ⁷⁴ ₇₇	3936 ⁷² ₇₆	4088 ⁶⁹ ₇₆	4240
14	3108 ¹¹³ ₆₇	3242 ¹⁰⁷ ₆₉	3380 ¹⁰¹ ₇₀	3521 ⁹⁴ ₇₂	3664 ⁹⁴ ₇₁	3809 ⁹⁰ ₇₃	3954 ⁸⁶ ₇₃	4100 ⁸² ₇₃	4247 ⁷⁹ ₇₃	4392
16	3353 ¹²³ ₆₂	3478 ¹¹⁸ ₆₄	3606 ¹¹³ ₆₆	3738 ¹⁰⁸ ₆₇	3872 ¹⁰⁴ ₆₈	4009 ¹⁰⁰ ₆₉	4147 ⁹⁵ ₆₉	4285 ⁹² ₇₀	4425 ⁸⁹ ₇₀	4564
18	3616 ¹³¹ ₅₇	3731 ¹²⁷ ₆₀	3850 ¹²² ₆₂	3974 ¹¹⁸ ₆₃	4100 ¹¹⁴ ₆₁	4228 ¹¹⁰ ₆₅	4358 ¹⁰⁶ ₆₆	4489 ¹⁰² ₆₆	4622 ⁹⁸ ₆₈	4754
0,20	0,3895 ¹³⁹ ₅₃	0,4001 ¹³⁵ ₅₅	0,4112 ¹³¹ ₅₇	0,4227 ¹²⁷ ₅₉	0,4344 ¹²² ₆₀	0,4465 ¹¹⁸ ₆₁	0,4587 ¹¹⁵ ₆₂	0,4711 ¹¹¹ ₆₂	0,4836 ¹⁰⁷ ₆₃	0,4962
22	4188 ¹⁴⁷ ₄₉	4287 ¹⁴³ ₅₁	4389 ¹³⁹ ₅₃	4496 ¹³⁵ ₅₅	4606 ¹³¹ ₅₅	4719 ¹²⁷ ₅₇	4833 ¹²³ ₅₈	4950 ¹¹⁹ ₅₉	5067 ¹¹⁶ ₅₉	5186
24	4496 ¹⁵⁴ ₄₅	4587 ¹⁵⁰ ₄₈	4682 ¹⁴⁶ ₅₀	4781 ¹⁴² ₅₁	4883 ¹³⁹ ₅₃	4988 ¹³⁵ ₅₄	5095 ¹³¹ ₅₅	5205 ¹²⁷ ₅₅	5315 ¹²⁴ ₅₆	5426

26	4818 ¹⁶¹ ₄₂	4901 ¹⁵⁷ ₄₄	4989 ¹⁵⁴ ₄₆	5081 ¹⁵⁰ ₄₇	5175 ¹⁴⁶ ₄₉	5273 ¹⁴³ ₅₀	5373 ¹³⁹ ₅₁	5475 ¹³⁵ ₅₂	5578 ¹³² ₅₂	5682
28	5153 ¹⁶⁸ ₃₈	5230 ¹⁶⁴ ₄₀	5311 ¹⁶¹ ₄₂	5395 ¹⁵⁷ ₄₄	5483 ¹⁵⁴ ₄₅	5573 ¹⁵⁰ ₄₆	5666 ¹⁴⁷ ₄₇	5761 ¹⁴³ ₄₈	5857 ¹³⁹ ₄₉	5954
0,30	0,5503 ¹⁷⁵ ₃₅	0,5573 ¹⁷² ₃₇	0,5647 ¹⁶⁸ ₃₉	0,5725 ¹⁶⁵ ₄₀	0,5806 ¹⁶¹ ₄₂	0,5889 ¹⁵⁸ ₄₃	0,5974 ¹⁵⁴ ₄₄	0,6062 ¹⁵⁰ ₄₄	0,6150 ¹⁴⁷ ₄₅	0,6240
32	5867 ¹⁸² ₃₂	5931 ¹⁷⁹ ₃₄	5999 ¹⁷⁶ ₃₅	6070 ¹⁷² ₃₇	6143 ¹⁶⁹ ₃₈	6220 ¹⁶⁵ ₃₉	6298 ¹⁶² ₄₀	6378 ¹⁵⁸ ₄₁	6459 ¹⁵⁴ ₄₁	6542
34	6247 ¹⁹⁰ ₂₇	6305 ¹⁸⁷ ₃₁	6366 ¹⁸⁴ ₃₂	6430 ¹⁸⁰ ₃₃	6497 ¹⁷⁷ ₃₅	6566 ¹⁷³ ₃₆	6637 ¹⁷⁰ ₃₆	6709 ¹⁶⁶ ₃₇	6783 ¹⁶² ₃₈	6858
36	6643 ¹⁹⁸ ₂₆	6695 ¹⁹⁵ ₂₇	6749 ¹⁹² ₂₉	6807 ¹⁸⁸ ₃₁	6867 ¹⁸⁵ ₃₁	6928 ¹⁸¹ ₃₂	6992 ¹⁷⁸ ₃₃	7057 ¹⁷⁴ ₃₃	7123 ¹⁷⁰ ₃₄	7191
38	7057 ²⁰⁷ ₂₃	7102 ²⁰⁴ ₂₁	7150 ²⁰⁰ ₂₅	7201 ¹⁹⁷ ₂₆	7253 ¹⁹³ ₂₇	7308 ¹⁹⁰ ₂₈	7364 ¹⁸⁶ ₂₉	7421 ¹⁸² ₂₉	7479 ¹⁷⁸ ₃₀	7539
0,40	0,7489 ²¹⁶ ₂₀	0,7528 ²¹³ ₂₁	0,7569 ²¹⁰ ₂₂	0,7613 ²⁰⁶ ₂₃	0,7658 ²⁰² ₂₃	0,7705 ¹⁹⁹ ₂₄	0,7753 ¹⁹⁵ ₂₅	0,7802 ¹⁹¹ ₂₅	0,7852 ¹⁸⁷ ₂₅	0,7903
42	7942 ²²⁷ ₁₆	7974 ²²³ ₁₇	8009 ²²⁰ ₁₈	8045 ²¹⁶ ₁₉	8082 ²¹² ₁₉	8121 ²⁰⁸ ₂₀	8161 ²⁰⁴ ₂₀	8201 ²⁰⁰ ₂₁	8243 ¹⁹⁵ ₂₁	8285
44	8417 ²³⁸ ₁₃	8443 ²³⁴ ₁₃	8469 ²³⁰ ₁₄	8497 ²²⁶ ₁₅	8527 ²²² ₁₅	8557 ²¹⁸ ₁₆	8588 ²¹⁴ ₁₆	8619 ²⁰⁹ ₁₆	8652 ²⁰⁴ ₁₆	8685
46	8917 ²⁵⁰ ₉	8935 ²⁴⁶ ₉	8953 ²⁴² ₁₀	8973 ²³⁸ ₁₀	8993 ²³³ ₁₀	9014 ²²⁹ ₁₁	9036 ²²⁴ ₁₁	9057 ²¹⁹ ₁₁	9080 ²¹⁴ ₁₁	9103
48	9444 ²⁵³ ₅	9453 ²⁵⁰ ₅	9463 ²⁴⁵ ₅	9473 ²⁴⁰ ₅	9484 ²³⁵ ₆	9495 ²³⁰ ₆	9506 ²²⁵ ₆	9517 ²²⁰ ₆	9529 ²¹⁵ ₆	9541
0,50	1,0000 ²⁷⁸ ₀	1,0000 ²⁷³ ₀	1,0000 ²⁶⁹ ₀	1,0000 ²⁶⁴ ₀	1,0000 ²⁵⁸ ₀	1,0000 ²⁵³ ₀	1,0000 ²⁴⁷ ₀	1,0000 ²⁴¹ ₀	1,0000 ²³⁵ ₀	1,0000

x	y = 0.02	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.20
0.00	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0
02	*2612 ³¹⁹⁴ ₁₀₇₈	*5767 ²¹¹⁷ ₅₃₅	*6937 ¹⁵³¹ ₃₄₆	*7629 ¹¹⁸⁵ ₂₂₃	*8075 ¹⁶² ₁₅₅	*8386 ²⁰⁷ ₁₁₄	*8613 ²⁹³ ₈₇	*8787 ⁶⁰⁷ ₆₃	*8924 ⁵³⁸ ₅₅	*9074
04	1967 ⁸²² ₈₂₆	3620 ¹⁰⁷⁴ ₆₂₅	4859 ¹⁰³⁴ ₄₅₇	5783 ⁹⁷³ ₃₃₈	6455 ⁸¹⁰ ₅₃₃	6961 ⁷¹² ₁₉₅	7351 ⁶³¹ ₁₅₄	7660 ⁵⁶³ ₁₂₅	7909 ⁵⁰⁷ ₁₀₃	8115
06	1339 ³¹⁴ ₆₁₆	2571 ⁵²¹ ₅₃₁	3633 ⁶¹⁸ ₄₄₀	4513 ⁶³⁵ ₃₅₈	5228 ¹¹³ ₁₉₁	5809 ⁵⁷⁶ ₃₃₇	6294 ⁵³⁴ ₁₉₆	6676 ⁴⁹² ₁₆₂	7000 ⁴⁵⁴ ₁₃₇	7275
08	1016 ¹⁶² ₄₈₄	1983 ²⁹⁴ ₄₄₂	2858 ³⁸³ ₂₉₂	3652 ⁴³⁰ ₃₄₀	4333 ⁴⁴⁸ ₂₉₄	4921 ⁴⁴⁴ ₂₄₉	5418 ⁴³³ ₁₁₄	5816 ⁴¹⁵ ₁₃₄	6215 ³⁹³ ₁₅₉	6534
0.10	0 0819 ⁹⁸ ₃₀₇	0 1614 ¹⁸⁵ ₃₇₄	0 2363 ²⁵³ ₃₁₅	0 3052 ³⁰⁰ ₃₁₂	0 3675 ³²⁹ ₂₇₉	0 4233 ³⁴⁴ ₁₄₇	0 4727 ³⁴⁵ ₂₁₉	0 5164 ³¹¹ ₁₉₃	0 5551 ³³² ₁₇₁	0 5893
12	0 0689 ⁶¹ ₃₃₇	1364 ¹²⁵ ₃₂₃	2011 ¹⁷⁶ ₃₃₆	2620 ²¹⁶ ₂₈₃	3186 ²⁴⁵ ₂₄₀	3706 ²⁵³ ₂₃₇	4180 ²⁷⁴ ₂₁₅	4609 ²⁷⁸ ₁₉₄	4997 ²⁷⁷ ₁₇₃	5348
14	0 0596 ⁴³ ₂₉₁	1184 ⁹⁰ ₂₈₅	1753 ¹²⁹ ₂₇₂	2297 ¹⁶¹ ₂₅₇	2812 ¹⁸⁷ ₂₄₁	3291 ²⁰⁶ ₂₁₄	3741 ²¹⁹ ₂₀₄	4156 ²²⁶ ₁₉₀	4536 ²³¹ ₁₇₅	4886
16	0 0527 ³¹ ₂₆₁	1049 ⁶⁷ ₂₅₅	1558 ⁹⁴ ₂₄₆	2050 ¹²⁴ ₂₁₀	2520 ¹⁴⁶ ₂₁₁	2967 ¹⁶⁴ ₂₁₁	3388 ¹⁷⁷ ₁₉₇	3782 ¹⁸⁷ ₁₈₄	4151 ¹⁹² ₁₇₂	4495
18	0 0474 ²¹ ₂₃₁	0945 ⁵² ₂₃₁	1406 ⁷⁶ ₂₂₄	1855 ⁹⁷ ₂₁₇	2288 ¹²¹ ₂₀₈	2701 ¹³² ₁₉₈	3100 ¹⁴⁴ ₁₈₈	3475 ¹⁵⁴ ₁₇₇	3830 ¹⁶¹ ₁₆₇	4164
0.20	0 0433 ²¹ ₂₁₆	0 0852 ⁴¹ ₂₁₂	0 1285 ⁶⁰ ₂₀₇	0 1699 ⁷⁸ ₂₀₁	0 2101 ⁹⁴ ₁₉₄	0 2489 ¹⁰⁷ ₁₉₇	0 2863 ¹¹⁹ ₁₇₉	0 3220 ¹²⁸ ₁₇₀	0 3560 ¹³⁵ ₁₆₃	0 3893
22	0 0399 ¹⁷ ₁₉₈	0796 ³³ ₁₉₆	1187 ⁴⁹ ₁₉₂	1572 ⁶³ ₁₈₈	1948 ⁷⁷ ₁₈₃	2313 ⁸⁸ ₁₇₆	2666 ⁹⁸ ₁₇₀	3076 ¹⁰⁷ ₁₆₃	3332 ¹¹⁴ ₁₅₆	3614
24	0 0372 ¹⁴ ₁₈₅	0741 ²⁷ ₁₈₃	1107 ⁴⁰ ₁₈₀	1468 ⁵² ₁₇₇	1821 ⁶³ ₁₇₂	2166 ⁷³ ₁₆₈	2501 ⁸² ₁₆₃	2827 ⁸⁹ ₁₅₆	3137 ⁹⁷ ₁₅₁	3441

26	0 0349 ¹¹ ₁₇₄	0697 ²² ₁₇₂	1041 ³³ ₁₆₉	1379 ⁴⁴ ₁₆₈	1716 ⁵³ ₁₆₄	2013 ⁶¹ ₁₆₀	2363 ⁶⁹ ₁₅₅	2673 ⁷⁷ ₁₅₁	2975 ⁸² ₁₄₆	3267
28	0 0330 ⁹ ₁₆₅	0659 ¹⁹ ₁₆₃	0985 ²⁸ ₁₆₂	1309 ³⁵ ₁₅₉	1627 ⁴⁴ ₁₅₂	1940 ⁵² ₁₄₉	2246 ⁵⁸ ₁₄₉	2545 ⁶⁴ ₁₄₅	2835 ⁷⁰ ₁₄₁	3118
0.30	0 0315 ⁸ ₁₅₇	0 0628 ¹⁶ ₁₅₆	0 0940 ²³ ₁₅₄	0 1248 ³⁰ ₁₅₂	0 1553 ³⁷ ₁₅₀	0 1852 ⁴⁴ ₁₄₇	0 2147 ⁵⁰ ₁₄₄	0 2435 ⁵⁵ ₁₄₁	0 2716 ⁶⁰ ₁₃₇	0 2991
32	0 0301 ⁷ ₁₅₀	0602 ¹³ ₁₄₉	0901 ¹⁹ ₁₄₈	1197 ²⁵ ₁₄₇	1490 ³¹ ₁₄₅	1779 ³⁷ ₁₄₂	2063 ⁴² ₁₄₀	2342 ⁴⁶ ₁₃₇	2616 ⁵⁰ ₁₃₃	2882
34	0 0290 ⁶ ₁₄₅	0580 ¹¹ ₁₄₄	0868 ¹⁶ ₁₄₃	1155 ²¹ ₁₄₂	1438 ²⁶ ₁₄₀	1717 ³¹ ₁₃₈	1993 ³⁵ ₁₃₆	2264 ³⁹ ₁₃₃	2530 ⁴³ ₁₃₀	2790
36	0 0281 ⁵ ₁₄₀	0562 ⁹ ₁₄₀	0841 ¹⁴ ₁₃₉	1119 ¹⁸ ₁₃₈	1394 ²² ₁₃₆	1666 ²⁶ ₁₃₄	1934 ³⁰ ₁₃₂	2198 ³³ ₁₃₀	2458 ³⁶ ₁₂₇	2713
38	0 0274 ⁴ ₁₃₇	0547 ⁸ ₁₃₆	0819 ¹¹ ₁₃₅	1089 ¹⁵ ₁₃₄	1358 ¹⁸ ₁₃₃	1623 ²¹ ₁₃₁	1885 ²⁴ ₁₂₉	2144 ²⁷ ₁₂₇	2398 ³⁰ ₁₂₅	2648
0.40	0 0268 ³ ₁₃₄	0 0535 ⁶ ₁₃₃	0 0801 ⁹ ₁₃₂	0 1066 ¹² ₁₃₁	0 1328 ¹⁵ ₁₃₀	0 1588 ¹⁷ ₁₂₉	0 1845 ²⁰ ₁₂₇	0 2099 ²² ₁₂₅	0 2349 ²⁴ ₁₂₃	0 2595
42	0 0263 ² ₁₃₁	0525 ⁵ ₁₃₁	0787 ⁷ ₁₃₀	1047 ⁹ ₁₂₉	1305 ¹² ₁₂₈	1561 ¹⁴ ₁₂₇	1814 ¹⁶ ₁₂₅	2064 ¹⁸ ₁₂₃	2311 ¹⁹ ₁₂₁	2553
44	0 0259 ² ₁₂₉	0518 ⁴ ₁₂₉	0776 ⁵ ₁₂₈	1032 ⁷ ₁₂₇	1287 ⁹ ₁₂₆	1540 ¹⁰ ₁₂₅	1790 ¹² ₁₂₄	2037 ¹³ ₁₂₂	2281 ¹⁵ ₁₂₀	2521
46	0 0257 ¹ ₁₂₈	0513 ³ ₁₂₈	0768 ⁴ ₁₂₇	1022 ⁵ ₁₂₆	1275 ⁶ ₁₂₅	1525 ⁷ ₁₂₄	1773 ⁸ ₁₂₃	2018 ⁹ ₁₂₁	2260 ¹⁰ ₁₁₉	2499
48	0 0255 ¹ ₁₂₇	0510 ² ₁₂₇	0764 ² ₁₂₆	1016 ³ ₁₂₆	1267 ⁴ ₁₂₅	1516 ⁵ ₁₂₃	1763 ⁵ ₁₂₂	2007 ⁶ ₁₂₀	2248 ⁶ ₁₁₉	2486
0.50	0 0255 ⁰ ₁₂₇	0 0509 ⁰ ₁₂₇	0 0762 ¹ ₁₂₆	0 1014 ¹ ₁₂₅	0 1265 ¹ ₁₂₄	0 1513 ¹ ₁₂₃	0 1760 ² ₁₂₂	0 2003 ² ₁₂₀	0 2244 ² ₁₁₉	0 2481

x	y = 0,22	0,24	0,26	0,28	0,30	0,32	0,34	0,36	0,38	0,40
0,00	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0
02	9126 ⁴³⁷ ₃₈	9203 ³⁹⁹ ₃₃	9268 ³⁶⁶ ₂₈	9323 ³³³ ₂₅	9374 ³¹³ ₁₇	9418 ²⁹¹ ₁₉	9456 ²⁷² ₁₇	9491 ²⁵⁴ ₁₆	9522 ²³⁹ ₁₄	9551
04	8286 ⁴²⁰ ₇₃	8432 ³⁸⁵ ₆₃	8553 ³⁵⁵ ₅₆	8667 ³²⁹ ₄₃	8762 ³⁰⁶ ₄₂	8847 ²⁸⁵ ₃₁	8923 ²⁶⁷ ₃₄	8991 ²⁵⁰ ₃₁	9052 ²³⁵ ₂₃	9107
06	7510 ⁴⁸⁸ ₁₀₁	7712 ⁴⁵⁰ ₈₃	7887 ⁴²³ ₇₇	8041 ³⁹³ ₆₅	8178 ³⁷² ₆₁	8299 ³⁵¹ ₅₁	8403 ³²⁷ ₄₉	8506 ³⁰² ₄₅	8595 ²⁷⁹ ₄₁	8676
08	6810 ⁵²⁰ ₁₂₂	7055 ⁴⁷⁸ ₁₀₇	7269 ⁴⁴⁹ ₉₅	7457 ⁴²¹ ₈₅	7629 ³⁹⁴ ₇₆	7782 ³⁶⁹ ₆₉	7919 ³⁴⁴ ₆₂	8041 ³³¹ ₅₇	8155 ³¹⁹ ₅₂	8252
0,10	0,6197 ³⁰⁷ ₁₃₅	0,6467 ²⁹⁴ ₁₂₁	0,6709 ²⁸³ ₁₀₉	0,6917 ²⁷⁴ ₉₈	0,7123 ²⁶³ ₈₉	0,7300 ²⁵¹ ₈₁	0,7461 ²³⁹ ₇₄	0,7609 ²²⁸ ₆₈	0,7744 ²⁰⁷ ₆₂	0,7868
12	5665 ²⁰⁸ ₁₄₁	5951 ²⁵³ ₁₃₀	6211 ²¹⁹ ₁₁₈	6447 ²⁴⁰ ₁₀₈	6663 ²³⁰ ₉₈	6859 ²²⁰ ₉₀	7037 ²¹¹ ₈₃	7205 ²⁰² ₇₆	7357 ¹⁹³ ₇₁	7498
14	5206 ²²⁹ ₁₄₇	5501 ²¹⁵ ₁₃₅	5771 ²⁰⁴ ₁₂₄	6019 ²¹⁴ ₁₁₄	6247 ²⁰³ ₁₀₅	6458 ¹⁹¹ ₉₇	6652 ¹⁸⁴ ₉₀	6837 ¹⁸⁶ ₈₃	6999 ¹⁷⁹ ₇₈	7154
16	4814 ¹⁹⁰ ₁₄₃	5110 ¹⁹⁵ ₁₃₇	5384 ¹⁸³ ₁₂₉	5639 ¹⁹⁰ ₁₁₈	5876 ¹⁸⁶ ₁₁₀	6096 ¹⁸¹ ₁₀₂	6301 ¹⁷⁶ ₉₅	6492 ¹⁷⁰ ₈₉	6670 ¹⁶⁵ ₈₃	6836
18	4477 ¹⁶³ ₁₄₇	4771 ¹⁶⁹ ₁₃₃	5047 ¹⁶⁰ ₁₂₉	5305 ¹⁶⁷ ₁₂₁	5546 ¹⁶⁵ ₁₁₃	5772 ¹⁶² ₁₀₈	5981 ¹⁵⁹ ₉₉	6183 ¹⁵⁴ ₉₃	6369 ¹⁵⁰ ₈₈	6544
0,20	0,4189 ¹⁴⁴ ₁₄₅	0,4479 ¹⁴⁶ ₁₃₇	0,4752 ¹⁴⁷ ₁₂₉	0,5011 ¹⁴⁷ ₁₂₂	0,5254 ¹⁴⁵ ₁₁₅	0,5493 ¹⁴⁴ ₁₀₈	0,5700 ¹⁴² ₁₀₂	0,5904 ¹³⁹ ₉₆	0,6096 ¹³⁶ ₉₁	0,6278
22	3942 ¹²⁴ ₁₄₂	4226 ¹²⁶ ₁₃₅	4496 ¹²⁸ ₁₂₈	4753 ¹²⁹ ₁₂₂	4996 ¹²⁹ ₁₁₇	5230 ¹²⁷ ₁₀₈	5446 ¹²⁷ ₁₀₄	5654 ¹²⁵ ₉₈	5850 ¹²³ ₉₃	6037
24	3730 ¹⁰⁶ ₁₃₉	4008 ¹⁰² ₁₃₃	4273 ¹¹¹ ₁₂₇	4527 ¹¹³ ₁₂₁	4760 ¹¹³ ₁₁₅	5000 ¹¹⁵ ₁₁₀	5220 ¹¹³ ₁₀₅	5430 ¹¹² ₁₀₀	5629 ¹¹⁰ ₉₅	5819

26	87 141	3548 ⁹¹ ₁₃₆	3819 ⁹⁴ ₁₃₀	4080 ⁹⁷ ₁₂₅	4330 ⁹⁸ ₁₂₀	4570 ¹⁰⁰ ₁₁₅	4800 ¹⁰⁰ ₁₁₀	5020 ¹⁰⁰ ₁₀₅	5231 ¹⁰⁰ ₁₀₁	5432 ⁹⁹ ₉₆	5625
28	74 137	3392 ⁷⁸ ₁₃₂	3657 ⁸¹ ₁₂₈	3912 ⁸⁴ ₁₂₃	4159 ⁸⁶ ₁₁₉	4396 ⁸⁷ ₁₁₄	4625 ⁸⁸ ₁₁₀	4844 ⁸⁸ ₁₀₅	5055 ⁸⁸ ₁₀₁	5257 ⁸⁸ ₉₇	5451
0,30	64 133	0,3257 ⁶⁷ ₁₂₉	0,3516 ⁷⁰ ₁₂₅	0,3767 ⁷³ ₁₂₁	0,4010 ⁷⁵ ₁₁₇	0,4244 ⁷⁶ ₁₁₃	0,4471 ⁷⁷ ₁₀₉	0,4689 ⁷⁸ ₁₀₅	0,4899 ⁷⁸ ₁₀₁	0,5101 ⁷⁸ ₉₇	0,5296
32	54 130	3143 ⁵⁷ ₁₂₇	3396 ⁶⁰ ₁₂₃	3642 ⁶² ₁₂₀	3881 ⁶⁴ ₁₁₆	4113 ⁶⁶ ₁₁₂	4337 ⁶⁷ ₁₀₈	4554 ⁶⁷ ₁₀₅	4764 ⁶⁸ ₁₀₁	4966 ⁶⁸ ₉₈	5161
34	46 127	3045 ⁴⁹ ₁₂₄	3293 ⁵¹ ₁₂₁	3536 ⁵³ ₁₁₈	3771 ⁵⁵ ₁₁₄	4000 ⁵⁷ ₁₁₁	4222 ⁵⁸ ₁₀₈	4437 ⁵⁸ ₁₀₁	4646 ⁵⁹ ₁₀₁	4848 ⁵⁹ ₉₈	5043
36	39 125	2962 ⁴¹ ₁₂₂	3207 ⁴³ ₁₁₉	3445 ⁴⁵ ₁₁₆	3677 ⁴⁷ ₁₁₃	3903 ⁴⁸ ₁₁₀	4123 ⁵⁰ ₁₀₇	4337 ⁵⁰ ₁₀₄	4545 ⁵¹ ₁₀₁	4746 ⁵¹ ₉₇	4941
38	32 123	2894 ³⁴ ₁₂₀	3134 ³⁶ ₁₁₈	3369 ³⁸ ₁₁₅	3598 ³⁹ ₁₁₂	3822 ⁴¹ ₁₀₆	4040 ⁴² ₁₀₃	4253 ⁴² ₁₀₃	4459 ⁴³ ₁₀₀	4660 ⁴³ ₉₇	4854
0,40	26 121	0,2837 ²⁸ ₁₁₉	0,3074 ³⁰ ₁₁₆	0,3306 ³¹ ₁₁₄	0,3534 ³² ₁₁₁	0,3755 ³³ ₁₀₈	0,3972 ³⁴ ₁₀₆	0,4183 ³⁵ ₁₀₃	0,4388 ³⁵ ₁₀₀	0,4588 ³⁶ ₉₇	0,4782
42	21 119	2792 ²³ ₁₁₇	3027 ²⁴ ₁₁₅	3257 ²⁵ ₁₁₃	3482 ²⁶ ₁₁₀	3702 ²⁷ ₁₀₈	3917 ²⁷ ₁₀₅	4127 ²⁸ ₁₀₂	4331 ²⁹ ₁₀₀	4530 ²⁹ ₉₇	4724
44	16 118	2758 ¹⁷ ₁₁₆	2990 ¹⁸ ₁₁₄	3219 ¹⁹ ₁₁₂	3442 ²⁰ ₁₀₉	3661 ²⁰ ₁₀₇	3875 ²¹ ₁₀₄	4084 ²² ₁₀₂	4288 ²² ₉₉	4486 ²² ₉₇	4680
46	11 118	2734 ¹² ₁₁₆	2965 ¹³ ₁₁₃	3192 ¹³ ₁₁₁	3414 ¹⁴ ₁₀₉	3632 ¹⁴ ₁₀₇	3845 ¹⁵ ₁₀₄	4053 ¹⁵ ₁₀₂	4257 ¹⁶ ₉₉	4455 ¹⁶ ₉₇	4648
48	7 117	2720 ⁷ ₁₁₅	2950 ⁸ ₁₁₃	3176 ⁸ ₁₁₁	3398 ⁸ ₁₀₉	3615 ⁹ ₁₀₆	3828 ⁹ ₁₀₄	4035 ⁹ ₁₀₂	4238 ⁹ ₉₉	4436 ⁹ ₉₇	4629
0,50	2 117	0,2715 ² ₁₁₅	0,2945 ³ ₁₁₃	0,3171 ³ ₁₁₁	0,3392 ³ ₁₀₉	0,3609 ³ ₁₀₆	0,3822 ³ ₁₀₄	0,4029 ³ ₁₀₁	0,4232 ³ ₉₉	0,4430 ³ ₉₆	0,4623

x	y=0.42	0.44	0.46	0.48	0.50	0.52	0.54	0.56	0.58	0.60
0.00	0.3969 84	0.4136 82	0.4301 81	0.4452 79	0.4621 78	0.4777 76	0.4930 75	0.5080 73	0.5227 72	0.5370
0.02	3981 6 85	4148 6 82	4312 6 81	4473 5 79	4631 5 78	4787 5 76	4939 5 75	5089 5 73	5235 4 72	5379
0.04	4018 18 84	4183 17 81	4345 17 80	4505 16 79	4662 15 77	4816 15 76	4967 14 74	5116 14 73	5262 13 71	5404
0.06	4077 30 82	4240 29 80	4400 27 79	4557 26 78	4712 25 76	4865 24 75	5014 23 73	5161 23 72	5305 22 70	5446
0.08	4160 41 80	4319 40 78	4476 38 77	4630 37 76	4783 35 75	4932 34 74	5079 33 72	5224 31 71	5365 29	5504
0.10	0.4265 52 78	0.4420 50 76	0.4573 48 75	0.4723 47 74	0.4872 45 73	0.5018 43 72	0.5162 42 71	0.5304 40 69	0.5443 39	0.5579
0.12	4391 63 75	4541 61 74	4689 58 73	4836 56 72	4980 54 71	5123 53 70	5263 50 69	5401 49 68	5536 47	5670
0.14	4538 73 73	4682 70 72	4825 68 71	4966 65 70	5106 63 69	5244 61 68	5380 59 67	5514 57 66	5646 55	5776
0.16	4703 83 70	4841 80 69	4979 77 68	5115 74 67	5250 72 67	5383 69 66	5514 67 65	5644 64 64	5772 63	5897
0.18	4897 93 66	5019 89 66	5150 86 65	5281 83 65	5410 80 64	5538 78 63	5664 75 62	5789 73 61	5912 70	6033
0.20	0.5087 100 63	0.5213 97 63	0.5338 94 62	0.5463 91 62	0.5586 88 61	0.5709 85 61	0.5830 83 60	0.5950 80 59	0.6067 78	0.6183
0.22	5305 109 59	5424 105 59	5543 102 58	5661 99 58	5779 96 58	5895 93 58	6011 90 57	6125 88 56	6237 85	6348
0.24	5538 117 56	5651 113 56	5763 110 56	5875 107 56	5986 104 55	6096 101 55	6206 98 54	6314 95 53	6421 92	6526

26	128 53	5787 125 53	5893 121 53	5993 118 53	6103 114 52	6208 111 52	6312 108 52	6415 105 51	6517 101 51	6518 99 50	6718
28	136 49	6052 132 49	6150 129 49	6248 125 49	6347 122 49	6445 118 49	6542 115 48	6639 112 48	6735 109 47	6829 105 47	6923
0.30	143 45	0.6331 140 46	0.6422 131 46	0.6513 132 46	0.6605 129 46	0.6696 125 45	0.6786 122 45	0.6876 119 45	0.6965 115 44	0.7053 112 44	0.7140
32	151 42	6625 147 42	6709 143 42	6793 140 42	6877 136 42	6961 133 42	7044 129 41	7127 125 41	7209 122 41	7291 119 40	7371
34	158 38	6934 155 38	7010 151 38	7087 147 38	7163 143 38	7240 140 38	7316 136 38	7392 132 37	7466 129 37	7541 125 37	7614
36	166 34	7259 162 34	7327 158 34	7396 154 34	7465 151 34	7533 147 34	7602 143 34	7669 139 34	7737 135 33	7803 131 33	7869
38	174 30	7599 170 30	7659 166 30	7720 162 30	7780 158 30	7841 154 30	7901 150 30	7961 146 30	8020 142 29	8079 138 29	8137
0.40	182 26	0.7955 178 26	0.8007 174 26	0.8059 170 26	0.8111 165 26	0.8163 161 26	0.8214 157 26	0.8266 153 25	0.8317 148 25	0.8367 144 25	0.8417
42	196 21	8328 186 21	8370 182 22	8413 177 22	8457 173 21	8499 168 21	8542 164 21	8585 159 21	8627 155 21	8668 151 21	8709
44	200 17	8718 195 17	8751 190 17	8784 185 17	8818 181 17	8851 176 17	8884 171 16	8917 166 16	8950 162 16	8982 157 16	9014
46	219 12	9126 204 12	9149 199 12	9172 194 12	9195 189 12	9218 184 11	9241 178 11	9264 173 11	9286 168 11	9308 163 11	9330
48	219 6	9553 214 6	9565 208 6	9577 202 6	9589 197 6	9601 191 6	9613 186 6	9625 180 6	9636 175 6	9648 170 6	9659
0.50	230 0	1.0000 224 0	1.0000 218 0	1.0000 212 0	1.0000 206 0	1.0000 200 0	1.0000 194 0	1.0000 188 0	1.0000 182 0	1.0000 176 0	1.0000

x	$y=0.62$	0.64	0.66	0.68	0.70	0.72	0.74	0.76	0.78	0.80
0,0	0,5511 62	0,5542 67	0,5784 66	0,5915 64	0,6044 63	0,6169 61	0,6291 62	0,6411 53	0,6527 57	0,6640
02	5519 69	5657 67	5791 66	5923 64	6051 63	6176 61	6293 60	6417 53	6533 57	6646
04	5544 68	5680 67	5814 65	5944 64	6072 62	6196 61	6318 59	6436 53	6552 56	6664
06	5584 68	5719 66	5852 65	5981 63	6107 62	6231 60	6351 59	6468 57	6583 55	6694
08	5641 67	5774 65	5901 64	6032 62	6156 61	6278 59	6397 58	6513 57	6626 55	6736
0,10	0,5713 65	0,5843 64	0,5972 63	0,6077 62	0,6219 61	0,6339 59	0,6456 57	0,6570 56	0,6681 54	0,6789
12	5830 64	5928 63	6053 61	6176 60	6296 59	6413 57	6527 56	6639 54	6748 53	6854
14	5903 62	6027 61	6149 60	6269 58	6386 57	6500 56	6612 54	6721 53	6827 52	6931
16	6020 60	6141 59	6259 58	6375 57	6489 56	6600 54	6708 53	6814 52	6917 50	7018
18	6152 58	6268 57	6383 56	6495 55	6605 54	6712 52	6817 51	6919 50	7019 49	7117
0,20	0,6298 73	0,6410 71	0,6520 68	0,6618 66	0,6733 64	0,6836 63	0,6917 60	0,7035 59	0,7132 57	0,7226
22	6457 80	6564 77	6670 75	6773 73	6874 70	6973 69	7070 66	7164 64	7256 62	7347
24	6630 86	6732 84	6832 81	6930 79	7027 76	7121 74	7213 72	7303 70	7391 67	7477

26	6816 93	6912 90	7007 87	7100 85	7191 82	7281 80	7368 77	7453 75	7536 73	7618
28	7015 99	7105 97	7194 94	7282 91	7367 88	7451 85	7533 83	7614 80	7692 78	7768
0,30	0,7226 106	0,7311 103	0,7394 100	0,7475 97	0,7555 94	0,7633 91	0,7709 88	0,7784 85	0,7857 83	0,7928
32	7450 112	7528 109	7604 105	7680 102	7753 99	7825 95	7895 93	7965 90	8032 88	8098
34	7686 118	7757 115	7827 111	7895 108	7963 105	8028 101	8093 99	8155 95	8217 92	8277
36	7934 124	7998 120	8061 117	8122 113	8182 110	8241 107	8299 103	8356 100	8411 97	8464
38	8194 130	8250 126	8305 122	8360 119	8413 115	8465 112	8515 108	8565 105	8613 101	8661
0,40	0,8466 136	0,8514 132	0,8561 128	0,8608 124	0,8653 120	0,8699 116	0,8741 113	0,8783 109	0,8825 106	0,8865
42	8749 142	8789 138	8828 133	8866 129	8904 125	8940 121	8976 117	9011 114	9044 110	9077
44	9045 148	9075 143	9105 139	9135 134	9164 130	9192 126	9219 122	9246 118	9272 114	9298
46	9352 153	9373 149	9393 144	9414 139	9433 135	9453 130	9471 126	9490 122	9508 118	9525
48	9670 159	9681 154	9692 149	9702 144	9712 139	9722 135	9732 130	9741 125	9750 121	9759
0,50	1,0000 165	1,0000 160	1,0000 154	1,0000 149	1,0000 144	1,0000 139	1,0000 134	1,0000 129	1,0000 125	1,0000

x	y=0,42	0,44	0,46	0,48	0,50	0,52	0,54	0,56	0,58	0,60
0,00	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0
02	*9576 ²¹² ₁₂	*9600 ²⁰⁰ ₁₁	*9622 ¹⁸⁹ ₁₀	*9642 ¹⁷⁹ ₉	*9660 ¹⁷⁰ ₉	*9677 ¹⁶¹ ₈	*9693 ¹⁵³ ₈	*9708 ¹⁴⁶ ₇	*9722 ¹³⁹ ₇	*9735
04	9158 ²⁰⁹ ₂₃	9205 ¹⁹⁸ ₂₁	9247 ¹⁸⁷ ₂₀	9287 ¹⁷⁷ ₁₈	9324 ¹⁶⁸ ₁₇	9358 ¹⁶⁰ ₁₆	9389 ¹⁵² ₁₅	9419 ¹⁴⁵ ₁₄	9447 ¹³⁸ ₁₃	9473
06	8750 ²⁰⁴ ₃₄	8819 ¹⁹³ ₃₁	8881 ¹⁸³ ₂₉	8939 ¹⁷⁴ ₂₇	8993 ¹⁶⁵ ₂₅	9044 ¹⁵⁷ ₂₃	9090 ¹⁴⁹ ₂₂	9134 ¹⁴² ₂₁	9175 ¹³⁶ ₁₉	9214
08	8357 ¹⁹⁷ ₄₄	8445 ¹⁸⁷ ₄₁	8527 ¹⁷⁷ ₃₈	8602 ¹⁶⁹ ₃₅	8672 ¹⁶⁰ ₃₃	8738 ¹⁵³ ₃₁	8799 ¹⁴⁶ ₂₉	8856 ¹³⁹ ₂₇	8910 ¹³³ ₂₅	8960
0,10	0,7982 ¹⁸⁸ ₅₃	0,8088 ¹⁷⁹ ₄₉	0,8186 ¹⁷⁰ ₄₆	0,8277 ¹⁶² ₄₁	0,8363 ¹⁵³ ₄₀	0,8442 ¹⁴⁴ ₃₇	0,8517 ¹³⁵ ₃₅	0,8587 ¹²⁶ ₃₃	0,8652 ¹¹⁹ ₃₁	0,8714
12	7623 ¹⁷⁷ ₆₁	7750 ¹⁶⁹ ₅₇	7863 ¹⁶¹ ₅₃	7969 ¹⁵⁴ ₄₉	8067 ¹⁴⁸ ₄₆	8160 ¹⁴¹ ₄₃	8247 ¹³⁵ ₄₁	8328 ¹²⁹ ₃₈	8403 ¹²⁴ ₃₆	8477
14	7298 ¹⁶⁵ ₆₇	7433 ¹⁵⁹ ₆₃	7559 ¹⁵¹ ₅₉	7677 ¹⁴⁶ ₅₅	7787 ¹⁴⁰ ₅₂	7891 ¹³⁴ ₄₉	7989 ¹²⁹ ₄₆	8081 ¹²⁴ ₄₃	8168 ¹¹⁹ ₄₁	8250
16	6991 ¹⁵⁹ ₇₃	7137 ¹⁵³ ₆₉	7274 ¹⁴⁷ ₆₄	7402 ¹⁴¹ ₆₁	7523 ¹³⁵ ₅₇	7637 ¹²⁹ ₅₄	7745 ¹²⁴ ₅₁	7846 ¹¹⁹ ₄₈	7942 ¹¹³ ₄₅	8033
18	6709 ¹⁵¹ ₇₇	6863 ¹⁴⁵ ₇₃	7009 ¹³⁹ ₆₉	7147 ¹³³ ₆₅	7277 ¹²⁷ ₆₁	7399 ¹²¹ ₅₈	7515 ¹¹⁵ ₅₅	7625 ¹¹⁰ ₅₂	7730 ¹⁰⁶ ₄₉	7828
0,20	0,6450 ¹³⁰ ₈₁	0,6612 ¹²⁶ ₇₇	0,6765 ¹²² ₇₃	0,6910 ¹¹⁸ ₆₉	0,7048 ¹¹⁵ ₆₅	0,7178 ¹¹¹ ₆₂	0,7301 ¹⁰⁷ ₅₉	0,7419 ¹⁰³ ₅₆	0,7530 ¹⁰⁰ ₅₃	0,7636
22	6214 ¹¹⁸ ₈₄	6382 ¹¹⁵ ₈₀	6541 ¹¹² ₇₆	6692 ¹⁰⁹ ₇₂	6836 ¹⁰⁶ ₆₈	6973 ¹⁰³ ₆₅	7103 ⁹⁹ ₆₂	7225 ⁹⁶ ₅₉	7344 ⁹³ ₅₆	7456
24	6000 ¹⁰⁷ ₈₆	6173 ¹⁰⁵ ₈₂	6337 ¹⁰² ₇₈	6493 ¹⁰⁰ ₇₅	6642 ⁹⁷ ₇₁	6784 ⁹⁴ ₆₈	6920 ⁹² ₆₅	7049 ⁸⁹ ₆₂	7172 ⁸⁶ ₅₉	7290

26	5808 ⁹⁶ ₈₉	5986 ⁹³ ₈₃	6152 ⁹¹ ₈₀	6312 ⁹¹ ₇₇	6466 ⁸⁸ ₇₃	6612 ⁸⁶ ₇₀	6752 ⁸⁴ ₆₇	6885 ⁸² ₆₄	7014 ⁷⁹ ₆₁	7136
28	5636 ⁸⁶ ₈₉	5815 ⁸⁵ ₈₅	5985 ⁸³ ₈₂	6149 ⁸² ₇₈	6305 ⁸⁰ ₇₅	6456 ⁷⁸ ₇₂	6599 ⁷⁶ ₆₉	6737 ⁷⁴ ₆₆	6859 ⁷² ₆₃	6995
0,30	0,5483 ⁷⁷ ₉₀	0,5663 ⁷⁶ ₈₆	0,5836 ⁷⁵ ₈₃	0,6002 ⁷³ ₈₀	0,6161 ⁷² ₇₇	0,6315 ⁷¹ ₇₃	0,6461 ⁶⁹ ₇₁	0,6602 ⁶⁷ ₆₈	0,6738 ⁶⁶ ₆₅	0,6868
32	5349 ⁶⁷ ₉₁	5530 ⁶⁷ ₈₇	5704 ⁶⁶ ₈₄	5872 ⁶⁵ ₈₀	6033 ⁶⁴ ₇₈	6189 ⁶³ ₇₅	6339 ⁶¹ ₇₂	6482 ⁶⁰ ₆₉	6620 ⁵⁹ ₆₆	6753
34	5231 ⁵⁹ ₉₁	5413 ⁵⁹ ₈₈	5588 ⁵⁸ ₈₅	5758 ⁵⁷ ₈₂	5921 ⁵⁶ ₇₉	6078 ⁵⁵ ₇₆	6230 ⁵⁴ ₇₃	6376 ⁵³ ₇₀	6516 ⁵² ₆₈	6651
36	5129 ⁵¹ ₉₁	5312 ⁵¹ ₈₈	5488 ⁵⁰ ₈₅	5658 ⁵⁰ ₈₂	5823 ⁴⁹ ₇₉	5982 ⁴⁸ ₇₇	6135 ⁴⁸ ₇₄	6283 ⁴⁷ ₇₁	6425 ⁴⁶ ₆₉	6562
38	5043 ⁴³ ₉₁	5225 ⁴³ ₈₈	5402 ⁴³ ₈₆	5573 ⁴³ ₈₃	5739 ⁴² ₈₀	5899 ⁴¹ ₇₇	6053 ⁴¹ ₇₅	6203 ⁴⁰ ₇₂	6346 ³⁹ ₇₀	6485
0,40	0,4971 ³⁶ ₉₁	0,5153 ³⁵ ₈₇	0,5331 ³⁶ ₈₆	0,5502 ³⁶ ₈₃	0,5669 ³⁵ ₈₀	0,5829 ³⁵ ₇₈	0,5985 ³⁴ ₇₅	0,6135 ³⁴ ₇₃	0,6280 ³³ ₇₀	0,6421
42	4913 ²⁹ ₉₁	5095 ²⁹ ₈₉	5273 ²⁹ ₈₆	5445 ²⁹ ₈₃	5612 ²⁸ ₈₁	5773 ²⁸ ₇₈	5929 ²⁸ ₇₆	6081 ²⁷ ₇₃	6227 ²⁷ ₇₁	6368
44	4868 ²² ₉₁	5051 ²² ₈₉	5228 ²² ₈₆	5401 ²² ₈₄	5568 ²² ₈₁	5730 ²² ₇₈	5887 ²¹ ₇₆	6038 ²¹ ₇₃	6185 ²¹ ₇₁	6327
46	4836 ¹⁶ ₉₁	5019 ¹⁶ ₈₉	5197 ¹⁶ ₈₆	5369 ¹⁶ ₈₄	5537 ¹⁶ ₈₁	5699 ¹⁵ ₇₉	5856 ¹⁵ ₇₆	6008 ¹⁵ ₇₄	6156 ¹⁵ ₇₁	6298
48	4817 ¹⁰ ₉₁	5000 ⁹ ₈₉	5178 ⁹ ₈₆	5350 ⁹ ₈₄	5518 ⁹ ₈₁	5680 ⁹ ₇₉	5838 ⁹ ₇₆	5990 ⁹ ₇₄	6138 ⁹ ₇₁	6281
0,50	0,4811 ³ ₉₁	0,4994 ³ ₈₉	0,5172 ³ ₈₆	0,5344 ³ ₈₄	0,5512 ³ ₈₁	0,5674 ³ ₇₉	0,5832 ³ ₇₆	0,5984 ³ ₇₄	0,6132 ³ ₇₂	0,6275

x		y=0,82	0,84	0,86	0,88	0,90	0,92	0,94	0,96	0,98	1,00
0,00	55	0,6751 ⁵⁴	0,6858 ⁵²	0,6963 ⁵¹	0,7064 ⁴⁹	0,7163 ⁴⁸	0,7259 ⁴⁷	0,7352 ⁴⁵	0,7443 ⁴⁴	0,7531 ⁴³	0,7616
02	3 55	6756 ³ ₅₄	6864 ³ ₅₂	6968 ³ ₅₁	7069 ³ ₄₉	7168 ³ ₄₈	7264 ² ₄₇	7357 ² ₄₅	7447 ² ₄₄	7535 ² ₄₃	7620
04	9 55	6774 ⁹ ₅₃	6830 ⁸ ₅₂	6984 ⁸ ₅₁	7085 ⁸ ₄₉	7183 ⁸ ₄₈	7279 ⁷ ₄₆	7371 ⁷ ₄₅	7461 ⁷ ₄₄	7543 ⁷ ₄₂	7633
06	15 54	6803 ¹⁴ ₅₃	6908 ¹⁴ ₅₁	7011 ¹⁴ ₅₀	7111 ¹³ ₄₉	7209 ¹³ ₄₇	7303 ¹² ₄₆	7395 ¹² ₄₅	7484 ¹² ₄₃	7571 ¹¹ ₄₂	7655
08	21 54	6843 ²⁰ ₅₂	6947 ²⁰ ₅₁	7049 ¹⁹ ₄₉	7148 ¹⁸ ₄₈	7244 ¹⁸ ₄₇	7337 ¹⁷ ₄₅	7428 ¹⁷ ₄₄	7516 ¹⁶ ₄₃	7602 ¹⁶ ₄₁	7685
0,10	27 53	0,6895 ²⁶ ₅₁	0,6997 ²⁵ ₅₀	0,7097 ²⁴ ₄₉	0,7195 ²³ ₄₇	0,7289 ²³ ₄₆	0,7381 ²² ₄₅	0,7470 ²¹ ₄₃	0,7557 ²¹ ₄₂	0,7641 ²⁰ ₄₁	0,7723
12	33 52	6958 ³¹ ₅₀	7058 ³⁰ ₄₉	7156 ²⁹ ₄₈	7252 ²⁸ ₄₆	7344 ²⁸ ₄₅	7435 ²⁷ ₄₄	7522 ²⁶ ₄₃	7607 ²⁵ ₄₁	7690 ²⁴ ₄₀	7770
14	39 50	7032 ³⁷ ₄₉	7130 ³⁶ ₄₈	7226 ³⁵ ₄₇	7319 ³⁴ ₄₅	7409 ³³ ₄₄	7497 ³¹ ₄₃	7583 ³⁰ ₄₂	7666 ²⁹ ₄₀	7746 ²⁸ ₃₉	7825
16	45 49	7116 ⁴² ₄₈	7212 ⁴¹ ₄₇	7305 ⁴⁰ ₄₅	7396 ³⁹ ₄₄	7484 ³⁷ ₄₃	7569 ³⁶ ₄₂	7653 ³⁵ ₄₀	7733 ³⁴ ₃₉	7812 ³³ ₃₈	7898
18	49 48	7212 ⁴⁸ ₄₆	7305 ⁴⁶ ₄₅	7395 ⁴⁵ ₄₄	7482 ⁴³ ₄₃	7568 ⁴² ₄₁	7650 ⁴¹ ₄₀	7731 ³⁹ ₃₉	7809 ³⁸ ₃₈	7885 ³⁷ ₃₇	7959
0,20	55 46	0,7318 ⁵³ ₄₅	0,7407 ⁵¹ ₄₃	0,7494 ⁵⁰ ₄₂	0,7579 ⁴⁸ ₄₁	0,7661 ⁴⁷ ₄₀	0,7741 ⁴⁵ ₃₉	0,7818 ⁴⁴ ₃₈	0,7894 ⁴² ₃₇	0,7967 ⁴¹ ₃₆	0,8038
22	60 44	7434 ⁵⁸ ₄₃	7520 ⁵⁶ ₄₂	7603 ⁵⁵ ₄₁	7684 ⁵³ ₃₉	7763 ⁵¹ ₃₈	7839 ⁴⁹ ₃₇	7914 ⁴⁸ ₃₆	7986 ⁴⁶ ₃₅	8056 ⁴⁵ ₃₄	8124

24	65 42	7561 ⁶³ ₄₁	7642 ⁶¹ ₄₀	7722 ⁵⁹ ₃₉	7799 ⁵⁷ ₃₈	7874 ⁵⁶ ₃₆	7947 ⁵⁴ ₃₅	8018 ⁵² ₃₄	8087 ⁵⁰ ₃₃	8153 ⁴⁹ ₃₂	8218
26	70 40	7637 ⁶⁸ ₃₉	7774 ⁶⁵ ₃₈	7849 ⁶⁴ ₃₇	7922 ⁶² ₃₅	7993 ⁶⁰ ₃₅	8063 ⁵⁸ ₃₄	8130 ⁵⁶ ₃₃	8195 ⁵⁴ ₃₂	8258 ⁵² ₃₁	8319
28	75 37	7843 ⁷³ ₃₅	7915 ⁷¹ ₃₅	7986 ⁶⁸ ₃₄	8055 ⁶⁶ ₃₃	8121 ⁶¹ ₃₃	8186 ⁶² ₃₂	8249 ⁶⁰ ₃₁	8311 ⁵⁸ ₃₀	8370 ⁵⁶ ₂₉	8428
0,30	80 35	0,7998 ⁷⁸ ₃₄	0,8065 ⁷⁵ ₃₃	0,8131 ⁷³ ₃₂	0,8195 ⁷⁰ ₃₁	0,8258 ⁶⁸ ₃₀	0,8318 ⁶⁶ ₂₉	0,8377 ⁶⁴ ₂₉	0,8434 ⁶² ₂₈	0,8489 ⁶⁰ ₂₇	0,8543
32	85 32	8162 ⁸² ₃₁	8224 ⁸⁰ ₃₀	8285 ⁷⁷ ₃₀	8344 ⁷⁴ ₂₉	8402 ⁷² ₂₈	8457 ⁷⁰ ₂₇	8511 ⁶⁷ ₂₆	8564 ⁶⁵ ₂₅	8615 ⁶³ ₂₅	8664
34	89 29	8335 ⁸⁷ ₂₈	8392 ⁸⁴ ₂₈	8447 ⁸¹ ₂₇	8501 ⁷⁸ ₂₆	8553 ⁷⁶ ₂₅	8604 ⁷³ ₂₅	8653 ⁷¹ ₂₄	8701 ⁶⁸ ₂₃	8747 ⁶⁶ ₂₂	8792
36	94 26	8517 ⁹¹ ₂₅	8568 ⁸⁷ ₂₅	8617 ⁸⁵ ₂₄	8665 ⁸² ₂₃	8712 ⁷⁹ ₂₃	8757 ⁷⁷ ₂₂	8801 ⁷⁴ ₂₁	8844 ⁷² ₂₁	8886 ⁶⁹ ₂₀	8926
38	98 23	8706 ⁹⁵ ₂₂	8751 ⁹² ₂₂	8795 ⁸⁹ ₂₁	8837 ⁸⁶ ₂₁	8878 ⁸³ ₂₀	8918 ⁸⁰ ₁₉	8956 ⁷⁷ ₁₉	8994 ⁷⁵ ₁₈	9030 ⁷² ₁₈	9065
0,40	102 20	0,8904 ⁹⁹ ₁₉	0,8942 ⁹⁶ ₁₉	0,8979 ⁹² ₁₈	0,9015 ⁸⁹ ₁₈	0,9050 ⁸⁶ ₁₇	0,9084 ⁸³ ₁₆	0,9117 ⁸⁰ ₁₆	0,9149 ⁷⁸ ₁₅	0,9180 ⁷⁵ ₁₅	0,9210
42	106 16	9110 ¹⁰³ ₁₅	9141 ⁹⁹ ₁₅	9171 ⁹⁵ ₁₅	9201 ⁹³ ₁₄	9229 ⁸⁹ ₁₄	9257 ⁸⁶ ₁₃	9284 ⁸³ ₁₃	9310 ⁸⁰ ₁₃	9335 ⁷⁸ ₁₂	9359
44	110 12	9321 ¹⁰⁶ ₁₂	9346 ¹⁰³ ₁₂	9370 ⁹⁹ ₁₁	9392 ⁹⁶ ₁₁	9414 ⁹² ₁₁	9435 ⁸⁹ ₁₀	9456 ⁸⁶ ₁₀	9476 ⁸³ ₁₀	9495 ⁸⁰ ₉	9514
46	114 8	9542 ¹¹⁰ ₈	9558 ¹⁰³ ₈	9574 ¹⁰² ₈	9590 ⁹⁹ ₇	9604 ⁹⁵ ₇	9619 ⁹² ₇	9633 ⁸⁹ ₇	9646 ⁸⁵ ₇	9660 ⁸² ₆	9672
48	117 4	9768 ¹¹³ ₄	9776 ¹⁰⁹ ₄	9784 ¹⁰⁵ ₄	9792 ¹⁰¹ ₄	9800 ⁹⁸ ₄	9807 ⁹⁴ ₄	9814 ⁹¹ ₄	9821 ⁸⁸ ₃	9828 ⁸⁴ ₃	9834
0,50	120 0	1,0000 ¹¹⁶ ₀	1,0000 ¹¹² ₀	1,0000 ¹⁰⁸ ₀	1,0000 ¹⁰⁴ ₀	1,0000 ¹⁰⁰ ₀	1,0000 ⁹⁶ ₀	1,0000 ⁹³ ₀	1,0000 ⁸⁹ ₀	1,0000 ⁸⁶ ₀	1,0000

x		$\frac{1}{v} = 0,98$	0,96	0,94	0,92	0,90	0,83	0,86	0,84	0,82	0,80
0,00	42	0,7700 ⁴³	0,7795 ⁴³	0,7871 ⁴³	0,7958 ⁴³	0,8045 ⁴⁴	0,8132 ⁴⁴	0,8219 ⁴⁴	0,8307 ⁴⁴	0,8395 ⁴⁴	0,8483
02	¹⁹ 42	7704 ² ₄₃	7780 ² ₄₃	7875 ² ₄₃	7961 ² ₄₃	8048 ² ₄₁	8135 ² ₄₁	8223 ² ₄₁	8310 ² ₄₁	8398 ² ₄₁	8486
04	³⁵ 42	7717 ⁶ ₄₂	7801 ⁶ ₄₃	7897 ⁶ ₄₃	7972 ⁶ ₄₃	8059 ⁶ ₄₃	8146 ⁵ ₄₁	8233 ⁵ ₄₁	8320	8407 ⁴ ₄₁	8494
06	³³ 42	7738 ¹⁰ ₄₂	7821 ¹⁰ ₄₂	7906 ⁹ ₄₃	7991 ⁹ ₄₃	8077 ⁹ ₄₃	8163 ⁹ ₄₃	8249 ⁸ ₄₃	8335 ⁸ ₄₃	8422 ⁷ ₄₃	8508
08	³³ 41	7767 ¹⁴ ₄₁	7849 ¹⁴ ₄₃	7933 ¹⁴ ₂	8017 ¹³ ₄₃	8101 ¹² ₄₃	8186 ¹² ₄₃	8272 ¹¹ ₄₃	8357 ¹¹ ₄₃	8442 ¹⁰ ₄₃	8528
0,10	¹⁹ 40	0,7801 ¹⁹ ₄₁	0,7885	0,7967 ¹⁷ ₄₁	0,8050 ¹⁷ ₄₃	0,8133 ¹⁶ ₄₃	0,8217 ¹⁵ ₄₂	0,8301 ¹⁴ ₄₂	0,8385 ¹⁴ ₄₂	0,8469 ¹³ ₄₂	0,8553
12	⁵² 40	7840	7929 ²² ₄₀	8009 ²¹ ₄₀	8090 ²⁰ ₄₁	8172 ¹⁹ ₄₁	8254 ¹⁹ ₄₁	8336 ¹⁸ ₄₁	8418 ¹⁷ ₄₁	8501 ¹⁶ ₄₁	8586
14	⁵⁴ 39	7902 ²⁷ ₃₉	7980 ²⁷ ₃₉	8059 ²³ ₄₀	8138 ²⁴ ₄₀	8218 ²³ ₄₀	8298 ²³ ₄₀	8378 ²¹ ₄₀	8458 ²⁰ ₄₀	8539 ¹⁹ ₄₀	8619
16	⁵⁷ 32	7963 ³¹ ₃₃	8039 ²⁹ ₃₃	8115 ²⁸ ₃₃	8192 ²⁷ ₃₃	8270 ²⁷ ₃₃	8348 ²⁵ ₃₃	8426 ²⁴ ₃₃	8504 ²³ ₃₃	8582 ²² ₃₃	8660
18	⁷⁰ 35	8032 ³¹ ₃₇	8105	8179 ³¹ ₃₇	8254	8329 ²⁹ ₃₉	8404 ²⁸ ₃₉	8479 ²⁷ ₃₉	8555 ²⁵ ₃₉	8631	8706
0,20	³⁹ 35	0,8108 ³³ ₄₅	0,8179 ³⁷ ₃₅	0,8250	0,8322 ³⁴ ₃₃	0,8394 ³³ ₃₀	0,8466	0,8539 ³¹ ₃₃	0,8612 ²⁹ ₃₆	0,8685 ²⁷ ₃₃	0,8757
22	⁷⁶ 34	8101 ⁴² ₃₄	8259 ⁴⁰ ₃₄	8328 ³⁹ ₃₄	8396 ³⁷ ₃₅	8466 ³⁶ ₃₅	8535	8605	8674 ³¹ ₃₅	8744	8813

24	⁴⁷ 32	8282 ⁴⁵ ₃₂	8347 ⁴⁴ ₃₂	8412 ⁴² ₃₃	8477 ⁴¹	8543	8609 ³⁷ ₃₃	8676 ³⁶ ₃₃	8742 ³⁴ ₃₃	8808 ³² ₃₃	8874
26	⁵¹ 30	8380 ⁴⁹ ₃₁	8441 ⁴⁷ ₃₁	8503	8565	8627 ⁴² ₃₁	8689 ⁴⁰ ₃₁	8752 ³⁹ ₃₁	8815 ³⁶ ₃₁	8877 ³⁴ ₃₁	8940
28	⁵⁴ 28	8484	8542 ⁵⁰ ₂₉	8600	8658 ⁴⁷ ₂₉	8716 ⁴⁵ ₂₉	8775 ⁴³ ₂₉	8833 ⁴¹ ₂₉	8892 ³⁹ ₂₉	8951 ³⁶ ₂₉	9009
0,30	⁵⁸ 26	0,8596 ⁵⁶ ₂₇	0,8649	0,8703 ⁵¹ ₇	0,8757 ⁴⁹ ₂₇	0,8811 ⁴⁷ ₂₇	0,8865 ⁴⁵ ₂₇	0,8920 ⁴³ ₂₇	0,8975 ⁴¹ ₂₇	0,9029 ³⁹ ₂₇	0,9083
32	⁶¹ 24	8713 ⁵⁹ ₂₅	8762	8811 ⁵⁴	8861 ⁵²	8911	8961 ⁴⁸ ₂₅	9011 ⁴⁶ ₂₅	9061 ⁴³ ₂₅	9111 ⁴¹ ₂₅	9161
34	⁶⁴ 22	8836 ⁶² ₂₂	8881 ²²	8926 ⁵⁷ ₂₃	8971 ⁵⁵ ₂₃	9016 ⁵³ ₂₃	9062 ⁵⁰ ₂₃	9107 ⁴⁸ ₂₃	9152 ⁴⁶ ₂₃	9198 ⁴³ ₂₃	9243
36	⁶⁷ 20	8965 ⁶⁵ ₂₀	9005 ⁶² ₂₀	9045	9086 ⁵⁷ ₂₀	9126 ⁵⁵ ₂₀	9166	9207 ⁵⁰ ₂₀	9248 ⁴⁸ ₂₀	9288 ⁴⁵ ₂₀	9328
38	⁷⁰ 17	9100	9135 ⁶⁵ ₁₈	9170 ⁶² ₁₈	9205 ⁶⁰ ₁₈	9240 ⁵⁸ ₁₈	9276 ⁵⁵ ₁₈	9311 ⁵² ₁₈	9346 ⁴⁹ ₁₈	9382	9417
0,40	⁷² 15	0,9239	0,9269 ⁶⁷ ₅	0,9299 ⁶⁵ ₁₅	0,9329 ⁶² ₁₅	0,9359 ⁵⁹ ₁₅	0,9389 ⁵⁷ ₁₅	0,9419 ⁵⁴ ₁₅	0,9449 ⁵¹ ₁₅	0,9478	0,9508
42	⁷⁵ 12	9383 ⁷² ₁₂	9408 ⁶⁹ ₁₂	9432 ⁶⁷ ₁₂	9456 ⁶⁴ ₁₂	9481	9505 ⁵⁸ ₁₂	9530 ⁵⁶ ₁₂	9554 ⁵² ₁₂	9578 ⁵⁰ ₁₂	9602
44	⁷⁷ 9	9532	9551	9569 ⁶⁹ ₉	9588 ⁶⁶ ₉	9606 ⁶³	9625	9644	9662 ⁵⁴ ₉	9681 ⁵¹ ₉	9699
46	⁷⁹ 6	9685 ⁷⁶	9697	9710 ⁷⁰ ₆	9722 ⁶⁷ ₆	9735	9748	9760 ⁵⁸ ₆	9773	9785 ⁵²	9798
48	⁸¹ 3	9841 ⁷⁸ ₃	9847 ⁷⁵ ₃	9854 ⁷² ₃	9860 ⁶⁹ ₃	9866 ⁶⁶ ₃	9873 ⁶³ ₃	9879	9886 ⁵⁶	9892 ⁵³	9898
0,50	⁸³ 0	1,0000 ⁸⁰	1,0000	1,0000 ⁷³ ₀	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000 ⁵⁴ ₀	1,0000

x		y = 0,82	0,84	0,86	0,88	0,90	0,92	0,94	0,96	0,98	1,00
0,00	0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0
02	84 4	*9839 61 3	*9846 77 3	*9852 74 3	*9858 71 3	*9864 68 3	*9870 65 3	*9875 62 3	*9880 60 2	*9885 57 2	*9890
04	84 7	9679 80 7	9692 77 6	9705 74 6	9717 71 6	9729 68 6	9740 65 5	9751 62 5	9761 60 5	9771 57 5	9780
06	83 11	9520 79 10	9510 76 10	9559 73 9	9578 70 9	9595 67 8	9612 64 8	9628 62 8	9643 59 7	9657 57 7	9671
08	81 14	9364 78 13	9390 75 13	9416 72 12	9440 69 12	9463 66 11	9485 63 11	9506 61 10	9526 58 10	9546 56 9	9564
0,10	80 17	0,9211 77 16	0,9244 73 16	0,9275 70 15	0,9305 68 14	0,9334 65 14	0,9361 62 13	0,9387 60 13	0,9412 57 12	0,9436 53 11	0,9459
12	78 20	9062 74 19	9101 71 19	9138 69 18	9174 66 17	9208 63 16	9240 60 16	9271 58 15	9301 56 14	9329 54 14	9356
14	75 23	8918 72 22	8963 69 21	9005 66 20	9046 64 20	9085 61 19	9122 59 18	9158 57 17	9192 54 16	9225 52 16	9256
16	72 26	8779 70 25	8829 67 24	8877 64 23	8923 62 22	8967 59 21	9009 57 20	9049 55 19	9087 52 18	9124 50 18	9159
18	69 29	8616 67 28	8701 64 27	8751 61 25	8805 59 24	8853 57 23	8900 55 22	8944 52 21	8986 50 20	9027 48 20	9066
0,20	66 32	0,8519 63 30	0,8579 61 29	0,8637 59 28	0,8692 56 26	0,8745 54 25	0,8795 52 24	0,8844 50 23	0,8890 48 22	0,8935 46 21	0,8977
22	62 34	8399 60 32	8464 58 31	8526 56 30	8585 54 29	8642 51 27	8696 50 26	8748 48 25	8798 46 24	8846 44 23	8892

24	59 36	8286 57 34	8355 54 33	8421 52 32	8484 50 30	8545 49 29	8603 47 28	8659 45 27	8712 43 26	8763 42 25	8812
26	55 38	8180 53 36	8253 51 35	8323 49 33	8390 47 32	8454 45 31	8515 44 30	8574 42 29	8631 41 27	8685 39 26	8737
28	51 40	8083 49 38	8159 47 37	8232 45 35	8302 44 34	8369 42 32	8434 41 31	8496 39 30	8555 38 29	8613 36 27	8667
0,30	47 41	0,7993 45 40	0,8072 43 38	0,8148 42 37	0,8221 40 35	0,8292 39 34	0,8359 38 32	0,8424 36 31	0,8486 35 30	0,8546 33 29	0,8603
32	42 43	7911 41 41	7994 39 39	8072 38 38	8148 37 36	8221 35 35	8291 34 34	8358 33 32	8422 32 31	8484 31 30	8544
34	38 44	7838 37 42	7923 35 41	8004 34 39	8082 33 38	8157 32 36	8229 31 35	8299 30 33	8365 29 32	8429 28 31	8491
36	34 45	7773 32 43	7860 31 42	7943 30 40	8024 29 39	8101 28 37	8175 27 36	8246 26 34	8314 25 33	8380 24 32	8444
38	29 46	7717 28 44	7806 27 43	7891 26 41	7973 25 39	8051 25 38	8127 24 36	8200 23 35	8270 22 34	8338 21 32	8402
0,40	25 47	0,7669 24 45	0,7759 23 43	0,7846 23 42	0,7929 22 40	0,8010 21 39	0,8087 20 37	0,8161 20 36	0,8233 19 34	0,8301 18 33	0,8367
42	20 47	7630 20 46	7721 19 44	7809 18 42	7894 18 41	7975 17 39	8054 17 38	8129 16 36	8202 15 35	8271 15 34	8339
44	16 48	7600 15 46	7692 15 44	7781 14 43	7866 14 41	7949 13 40	8028 13 38	8104 12 37	8178 12 35	8248 12 34	8316
46	11 48	7578 11 46	7671 11 45	7760 10 43	7847 10 41	7929 10 40	8009 9 38	8086 9 37	8161 9 36	8232 8 34	8300
48	7 48	7565 7 47	7658 6 45	7748 6 43	7835 6 42	7918 6 40	7998 6 39	8076 5 37	8150 5 36	8222 5 34	8290
0,50	2 49	0,7560 2 47	0,7654 2 45	0,7744 2 43	0,7831 2 42	0,7914 2 40	0,7995 2 39	0,8072 2 37	0,8146 2 36	0,8218 2 35	0,8287

x		$\frac{1}{y} = 0,99$	0,96	0,94	0,92	0,90	0,88	0,86	0,84	0,82	0,80
0,00	0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0
02	55 2	*9894 ⁵³ / ₂	*9399 ⁵¹ / ₂	*9903 ⁴⁹ / ₂	*9008 ⁴⁷ / ₂	*9912 ⁴⁵ / ₂	*9917 ⁴² / ₂	*9921 ³⁹ / ₂	*9926 ³⁷ / ₂	*9930 ³⁵ / ₂	*9934
04	55 5	9789 ⁵³ / ₅	9798 ⁵⁰ / ₅	9807 ⁴⁸ / ₄	9816 ⁴⁶ / ₄	9825 ⁴⁴ / ₄	9834 ⁴¹ / ₄	9843 ³⁹ / ₄	9851 ³⁷ / ₄	9860 ³⁵ / ₄	9868
06	54 7	9685 ⁵² / ₇	9698 ⁵⁰ / ₇	9712 ⁴⁸ / ₇	9725 ⁴⁷ / ₇	9739 ⁴⁵ / ₇	9752 ⁴¹ / ₇	9765 ³⁹ / ₆	9778 ³⁷ / ₆	9790 ³⁵ / ₆	9803
08	54 9	9582 ⁵² / ₉	9600 ⁴⁹ / ₉	9618 ⁴⁷ / ₉	9636 ⁴⁵ / ₉	9653 ⁴³ / ₉	9671 ⁴¹ / ₉	9689 ³⁸ / ₉	9705 ³⁶ / ₈	9722 ³⁴ / ₈	9738
0,10	53 11	0,9181 ⁵¹ / ₁₁	0,9503 ⁴⁹ / ₁₁	0,9525 ⁴⁸ / ₁₁	0,9547 ⁴⁴ / ₁₁	0,9569 ⁴² / ₁₁	0,9591 ⁴⁰ / ₁₁	0,9612 ³⁸ / ₁₁	0,9633 ³⁶ / ₁₀	0,9654 ³⁴ / ₁₀	0,9675
12	51 13	9383 ⁴⁹ / ₁₃	9109 ⁴⁷ / ₁₃	9435 ⁴⁵ / ₁₃	9461 ⁴³ / ₁₃	9487 ⁴¹ / ₁₃	9513 ³⁹ / ₁₃	9538 ³⁷ / ₁₃	9564 ³⁵ / ₁₂	9589 ³³ / ₁₂	9613
14	50 15	9287 ⁴⁸ / ₁₅	9317 ⁴⁶ / ₁₅	9347 ⁴⁴ / ₁₅	9377 ⁴² / ₁₅	9407 ⁴⁰ / ₁₅	9437 ³⁸ / ₁₅	9466 ³⁶ / ₁₅	9495 ³⁴ / ₁₄	9524 ³² / ₁₄	9553
16	49 17	9194 ⁴⁶ / ₁₇	9228 ⁴⁵ / ₁₇	9262 ⁴³ / ₁₇	9296 ⁴¹ / ₁₇	9328 ³⁹ / ₁₇	9363 ³⁷ / ₁₇	9397 ³⁵ / ₁₆	9429 ³³ / ₁₆	9462 ³¹ / ₁₆	9494
18	47 19	9104 ⁴⁵ / ₁₉	9142 ⁴³ / ₁₉	9180 ⁴¹ / ₁₉	9218 ³⁹ / ₁₉	9255 ³⁷ / ₁₉	9292 ³⁶ / ₁₉	9329 ³⁴ / ₁₈	9366 ³² / ₁₈	9402 ³⁰ / ₁₈	9438
0,20	45 21	0,9019 ⁴³ / ₂₁	0,9060 ⁴¹ / ₂₁	0,9102 ³⁹ / ₂₁	0,9143 ³⁸ / ₂₁	0,9184 ³⁶ / ₂₁	0,9225 ³¹ / ₂₀	0,9265 ³² / ₂₀	0,9305 ³¹ / ₂₁	0,9344 ²⁹ / ₂₀	0,9383
22	42 23	8937 ⁴¹ / ₂₃	8983 ³⁹ / ₂₂	9027 ³⁸ / ₂₂	9072 ³⁶ / ₂₂	9116 ³⁴ / ₂₂	9160 ³² / ₂₂	9203 ³¹ / ₂₂	9247 ²⁹ / ₂₁	9289 ²⁸ / ₂₁	9332

24	40 24	8860 ³⁹ / ₂₄	8908 ³⁷ / ₂₄	8956 ³⁵ / ₂₄	9004 ³⁴ / ₂₄	9051 ³² / ₂₄	9098 ³¹ / ₂₃	9145 ²⁹ / ₂₃	9192 ²⁸ / ₂₃	9237 ²⁶ / ₂₃	9283
26	38 25	8788 ³⁶ / ₂₅	8839 ³⁵ / ₂₅	8890 ³³ / ₂₅	8940 ³² / ₂₅	8991 ³⁰ / ₂₅	9041 ²⁹ / ₂₅	9090 ²⁷ / ₂₅	9140 ²⁶ / ₂₄	9188 ²⁵ / ₂₄	9237
28	35 27	8721 ³⁴ / ₂₇	8775 ³² / ₂₇	8828 ³¹ / ₂₇	8881 ³⁰ / ₂₇	8934 ²⁸ / ₂₆	8987 ²⁷ / ₂₆	9039 ²⁶ / ₂₆	9091 ²⁴ / ₂₆	9143 ²³ / ₂₅	9194
0,30	32 29	0,8659 ³¹ / ₂₈	0,8715 ³⁰ / ₂₈	0,8771 ²⁹ / ₂₈	0,8826 ²⁷ / ₂₈	0,8882 ²⁶ / ₂₈	0,8937 ²⁵ / ₂₇	0,8992 ²⁴ / ₂₇	0,9046 ²³ / ₂₇	0,9100 ²¹ / ₂₇	0,9154
32	29 29	8602 ²⁸ / ₂₉	8660 ²⁷ / ₂₉	8719 ²⁶ / ₂₉	8777 ²⁵ / ₂₉	8834 ²⁴ / ₂₉	8892 ²³ / ₂₉	8949 ²² / ₂₈	9006 ²⁰ / ₂₈	9062 ¹⁹ / ₂₈	9117
34	27 30	8551 ²⁶ / ₃₀	8611 ²⁵ / ₃₀	8671 ²⁴ / ₃₀	8731 ²³ / ₃₀	8791 ²² / ₃₀	8851 ²¹ / ₃₀	8910 ²⁰ / ₂₉	8969 ¹⁹ / ₂₉	9027 ¹⁷ / ₂₉	9084
36	24 31	8506 ²³ / ₃₁	8568 ²² / ₃₁	8630 ²¹ / ₃₁	8691 ²⁰ / ₃₁	8753 ¹⁹ / ₃₁	8814 ¹⁸ / ₃₀	8875 ¹⁷ / ₃₀	8936 ¹⁷ / ₃₀	8996 ¹⁶ / ₃₀	9055
38	21 32	8466 ²⁰ / ₃₂	8529 ¹⁹ / ₃₂	8593 ¹⁸ / ₃₂	8656 ¹⁸ / ₃₂	8719 ¹⁷ / ₃₁	8782 ¹⁶ / ₃₁	8845 ¹⁵ / ₃₁	8907 ¹⁴ / ₃₁	8968 ¹⁴ / ₃₀	9029
0,40	18 32	0,8432 ¹⁷ / ₃₂	0,8497 ¹⁶ / ₃₂	0,8562 ¹⁶ / ₃₂	0,8626 ¹⁵ / ₃₂	0,8691 ¹⁴ / ₃₂	0,8755 ¹⁴ / ₃₂	0,8819 ¹³ / ₃₂	0,8883 ¹² / ₃₁	0,8945 ¹² / ₃₁	0,9007
42	14 33	8405 ¹⁴ / ₃₃	8470 ¹³ / ₃₃	8536 ¹³ / ₃₃	8602 ¹² / ₃₃	8668 ¹² / ₃₃	8733 ¹¹ / ₃₂	8798 ¹¹ / ₃₂	8862 ¹⁰ / ₃₂	8926 ¹⁰ / ₃₂	8989
44	11 33	8383 ¹¹ / ₃₃	8450 ¹⁰ / ₃₃	8516 ¹⁰ / ₃₃	8583 ¹⁰ / ₃₃	8649 ⁹ / ₃₃	8715 ⁹ / ₃₃	8781 ⁸ / ₃₃	8846 ⁸ / ₃₂	8911 ⁷ / ₃₂	8975
46	8 34	8367 ⁸ / ₃₄	8435 ⁷ / ₃₄	8502 ⁷ / ₃₄	8569 ⁷ / ₃₄	8636 ⁷ / ₃₃	8703 ⁶ / ₃₃	8769 ⁶ / ₃₃	8835 ⁶ / ₃₃	8901 ⁵ / ₃₂	8965
48	5 34	8358 ⁵ / ₃₄	8426 ⁵ / ₃₄	8493 ⁴ / ₃₄	8561 ⁴ / ₃₄	8628 ⁴ / ₃₄	8695 ⁴ / ₃₃	8762 ⁴ / ₃₃	8828 ³ / ₃₂	8894 ³ / ₃₃	8959
0,50	2 34	0,8355 ² / ₃₄	0,8423 ² / ₃₄	0,8490 ² / ₃₄	0,8558 ¹ / ₃₄	0,8626 ¹ / ₃₄	0,8693 ¹ / ₃₃	0,8760 ¹ / ₃₃	0,8826 ¹ / ₃₃	0,8892 ¹ / ₃₃	0,8957

x		$\frac{1}{y} = 0.78$	0.76	0.74	0.72	0.70	0.68	0.66	0.64	0.62	0.60
0.00	41	0,8570 ⁴¹	0,8657 ⁴³	0,8744 ⁴³	0,8829 ⁴²	0,8914 ⁴²	0,8997 ⁴¹	0,9078 ⁴⁰	0,9153 ³⁹	0,9236 ³⁸	0,9311
02	44	8573 ⁴³	8660 ⁴³	8746 ⁴³	8831 ⁴²	8916 ⁴²	8999 ⁴¹	9080 ⁴⁰	9160 ³⁹	9237 ³⁸	9312
04	43	8581 ⁴³	8667 ⁴³	8753 ⁴²	8838 ⁴²	8922 ⁴¹	9004 ⁴¹	9085 ⁴⁰	9165 ³⁹	9242 ³⁸	9316
06	43	8594 ⁴³	8680 ⁴³	8765 ⁴²	8849 ⁴²	8932 ⁴¹	9014 ⁴⁰	9094 ³⁹	9173 ³⁸	9249 ³⁷	9323
08	43	8613 ⁴²	8697 ⁴²	8781 ⁴²	8864 ⁴¹	8946 ⁴⁰	9027 ³⁹	9106 ³⁸	9184 ³⁷	9259 ³⁶	9332
0.10	42	0,8636 ⁴²	0,8719 ⁴¹	0,8802 ⁴¹	0,8884 ⁴⁰	0,8961 ⁴⁰	0,9044 ³⁹	0,9122 ³⁸	0,9198 ³⁷	0,9272 ³⁶	0,9344
12	41	8665 ⁴¹	8747 ⁴⁰	8827 ⁴⁰	8908 ⁴⁰	8987 ³⁹	9064 ³⁸	9141 ³⁷	9215 ³⁶	9288 ³⁵	9358
14	40	8699 ⁴⁰	8778 ³⁹	8857 ³⁹	8935 ³⁸	9013 ³⁸	9089 ³⁷	9163 ³⁶	9236 ³⁵	9306 ³⁴	9375
16	39	8738 ³⁹	8815 ³⁸	8892 ³⁸	8967 ³⁷	9042 ³⁷	9116 ³⁶	9188 ³⁵	9259 ³⁴	9327 ³³	9394
18	38	8781 ³⁷	8856 ³⁷	8930 ³⁷	9003 ³⁶	9076 ³⁵	9147 ³⁴	9217 ³³	9285 ³²	9351 ³¹	9415
0.20	36	0,8830 ³⁶	0,8902 ³⁵	0,8973 ³⁵	0,9043 ³⁴	0,9113 ³⁴	0,9181 ³³	0,9248 ³²	0,9314 ³¹	0,9378 ³⁰	0,9439
22	35	8883 ³¹	8951 ³⁴	9020 ³⁴	9087 ³³	9154 ³²	9219 ³¹	9283 ³⁰	9346 ²⁹	9406 ²⁸	9465

24	33	8940 ²⁹	9005 ³²	9070 ³²	9134 ³²	9198 ³¹	9260 ³⁰	9320 ³⁰	9380 ²⁹	9438 ²⁸	9493
26	31	9002 ³¹	9063 ³¹	9125 ³⁰	9185 ³⁰	9245 ²⁹	9303 ²⁹	9361 ²⁸	9417 ²⁷	9471 ²⁶	9524
28	29	9068 ³³	9125 ²⁹	9183 ²⁸	9239 ²⁸	9295 ²⁷	9350 ²⁷	9403 ²⁶	9456 ²⁵	9507 ²⁵	9556
0.30	27	0,9137 ²⁷	0,9191 ²⁷	0,9244 ²⁶	0,9297 ²⁶	0,9348 ²⁵	0,9399 ²⁵	0,9449 ²⁴	0,9497 ²⁴	0,9544 ²³	0,9590
32	25	9211 ³⁷	9260 ³⁵	9309 ³⁴	9357 ³⁴	9404 ³³	9451 ³²	9496 ³²	9541 ³¹	9584 ³⁰	9625
34	22	9288 ³⁹	9332 ³⁶	9377 ³⁴	9420 ³²	9463 ³¹	9505 ³¹	9546 ³⁰	9586 ²⁹	9625 ²⁹	9662
36	20	9368 ⁴⁰	9408 ³⁸	9447 ³⁵	9486 ³²	9524 ³¹	9561 ³⁰	9598 ²⁹	9633 ²⁸	9668 ²⁷	9701
38	17	9452 ⁴²	9486 ³⁹	9520 ³⁷	9554 ³⁴	9587 ³²	9620 ³¹	9651 ³⁰	9682 ²⁹	9712 ²⁸	9741
0.40	15	0,9538 ⁴³	0,9567 ⁴⁰	0,9596 ³⁸	0,9624 ³⁵	0,9652 ³³	0,9680 ³¹	0,9706 ²⁹	0,9733 ²⁸	0,9758 ²⁷	0,9782
42	12	9626 ⁴⁴	9650 ⁴²	9673 ³⁹	9697 ³⁶	9719 ³³	9741 ³¹	9763 ²⁸	9784 ²⁶	9805 ²³	9824
44	9	9717 ⁴⁵	9735 ⁴³	9753 ⁴⁰	9771 ³⁷	9788 ³⁴	9805 ³²	9821 ²⁹	9837 ²⁶	9852 ²⁴	9867
46	6	9810 ⁴⁶	9822 ⁴⁴	9834 ⁴¹	9846 ³⁸	9858 ³⁵	9869 ³²	9880 ²⁹	9891 ²⁷	9901 ²⁴	9911
48	3	9904 ⁴⁷	9910 ⁴⁴	9917 ⁴¹	9923 ³⁸	9928 ³⁵	9934 ³³	9940 ³⁰	9945 ²⁷	9950 ²⁵	9955
0.50	0	1,0000 ⁴⁸	1,0000 ⁴⁵	1,0000 ⁴²	1,0000 ³⁹	1,0000 ³⁶	1,0000 ³³	1,0000 ³⁰	1,0000 ²⁷	1,0000 ²⁵	1,0000

x		$\frac{1}{y} = 0,58$	0,56	0,54	0,52	0,50	0,48	0,46	0,44	0,42	0,40
0,00	30	0,9384 ³⁵	0,9453 ³³	0,9519 ³¹	0,9582 ²⁹	0,9640 ²⁷	0,9595 ²⁵	0,9755 ²³	0,9790 ²³	0,9830 ¹⁹	0,9866
02	36 ¹	9385 ³⁵ ¹	9454 ³³ ¹	9520 ³¹ ⁰	9583 ²⁹ ⁰	9641 ²⁷ ⁰	9695 ²⁵ ⁰	9745 ²³ ⁰	9790 ²⁰ ⁰	9831 ¹³ ⁰	9866
04	30 ²	9388 ³¹ ²	9457 ³³ ²	9523 ³¹ ¹	9585 ²⁹ ¹	9643 ²⁷ ¹	9697 ²⁵ ¹	9747 ²³ ¹	9792 ²⁰ ¹	9832 ¹⁸ ¹	9867
06	36 ³	9394 ³¹ ³	9463 ³³ ³	9528 ³¹ ²	9589 ²⁹ ²	9647 ²⁷ ²	9700 ²⁵ ²	9749 ²² ¹	9791 ²⁰ ¹	9833 ¹⁸ ¹	9869
08	35 ⁵	9402 ³¹ ⁴	9470 ³³ ⁴	9534 ³³ ³	9595 ²⁹ ³	9651 ²⁶ ²	9704 ²¹ ²	9753 ²² ²	9797 ²⁰ ¹	9836 ¹⁷ ¹	9870
0,10	35 ⁶	0,9413 ³³ ⁵	0,9479 ³² ⁵	0,9542 ³⁰ ⁴	0,9602 ²⁸ ⁴	0,9658 ²⁶ ³	0,9709 ²¹ ³	0,9757 ²² ²	0,9800 ¹⁹ ³	0,9839 ¹⁷ ¹	0,9873
12	31 ⁷	9426 ³¹ ⁶	9491 ³¹ ⁶	9552 ²⁹ ⁵	9611 ²⁷ ⁴	9665 ²⁵ ⁴	9716 ²³ ³	9762 ²¹ ³	9805 ¹⁹ ²	9842 ¹⁷ ²	9876
14	33 ⁸	9441 ³² ⁸	9504 ³⁰ ⁷	9561 ²⁹ ⁶	9621 ²⁷ ⁵	9674 ²⁵ ⁴	9723 ²³ ⁴	9769 ²¹ ³	9810 ¹⁸ ³	9847 ¹⁶ ²	9879
16	32 ¹⁰	9458 ³¹ ⁹	9519 ²⁹ ⁸	9577 ²⁸ ⁷	9633 ²⁶ ⁶	9684 ²¹ ⁵	9732 ²² ⁴	9776 ²⁰ ⁴	9816 ¹⁸ ³	9851 ¹⁶ ²	9883
18	31 ¹¹	9477 ³⁰ ¹⁰	9536 ²⁸ ⁹	9593 ²⁷ ⁸	9646 ²⁵ ⁷	9695 ²³ ⁶	9742 ²¹ ⁵	9784 ¹⁹ ⁴	9822 ¹⁷ ³	9857 ¹⁵ ³	9887
0,20	30 ¹²	0,9499 ²⁸ ¹¹	0,9555 ²⁷ ¹⁰	0,9609 ²⁶ ⁸	0,9660 ²⁴ ⁷	0,9708 ²² ⁶	0,9752 ²⁰ ⁵	0,9793 ¹⁸ ⁵	0,9830 ¹⁶ ⁴	0,9863 ¹⁴ ³	0,9892
22	28 ¹³	9522 ²⁷ ¹²	9576 ²⁶ ¹⁰	9628 ²⁴ ⁹	9676 ²³ ⁸	9722 ²¹ ⁷	9764 ¹⁹ ⁶	9803 ¹⁸ ⁵	9838 ¹⁶ ⁴	9869 ¹⁴ ³	9897

24	27 ¹⁴	9547 ²⁶ ¹³	9598 ²⁴ ¹¹	9647 ²³ ¹⁰	9693 ²² ⁹	9737 ²⁰ ⁷	9777 ¹⁸ ⁶	9813 ¹⁷ ⁵	9846 ¹⁵ ⁴	9876 ¹³ ⁴	9902
26	25 ¹⁵	9574 ²⁴ ¹⁴	9622 ²³ ¹²	9668 ²² ¹¹	9712 ²⁰ ⁹	9752 ¹⁹ ⁸	9790 ¹⁷ ⁷	9825 ¹⁶ ⁶	9856 ¹⁴ ⁵	9884 ¹² ⁴	9908
28	24 ¹⁶	9603 ²³ ¹⁴	9648 ²¹ ¹³	9691 ²⁰ ¹¹	9731 ¹⁹ ¹⁰	9769 ¹⁸ ⁸	9804 ¹⁶ ⁷	9836 ¹⁵ ⁶	9866 ¹³ ⁵	9892 ¹¹ ⁴	9914
0,30	22 ¹⁷	0,9633 ²¹ ¹⁵	0,9675 ²⁰ ¹⁴	0,9715 ¹⁹ ¹²	0,9752 ¹⁸ ¹⁰	0,9787 ¹⁶ ⁹	0,9819 ¹⁵ ⁸	0,9849 ¹³ ⁶	0,9876 ¹² ⁵	0,9900 ¹¹ ⁴	0,9921
32	20 ¹⁸	9665 ¹⁹ ¹⁶	9703 ¹⁸ ¹⁴	9740 ¹⁷ ¹²	9774 ¹⁶ ¹¹	9806 ¹⁵ ⁹	9835 ¹⁴ ⁸	9862 ¹² ⁷	9887 ¹¹ ⁵	9909 ¹⁰ ⁴	9928
34	18 ¹⁹	9698 ¹⁷ ¹⁷	9733 ¹⁶ ¹⁵	9766 ¹⁵ ¹³	9796 ¹⁴ ¹¹	9825 ¹³ ¹⁰	9852 ¹² ⁸	9876 ¹¹ ⁷	9898 ¹⁰ ⁶	9918 ⁹ ⁵	9935
36	16 ¹⁹	9733 ¹⁵ ¹⁷	9764 ¹⁵ ¹⁵	9793 ¹⁴ ¹³	9820 ¹³ ¹²	9845 ¹² ¹⁰	9869 ¹¹ ⁹	9890 ¹⁰ ⁷	9910 ⁹ ⁶	9928 ⁸ ⁵	9943
38	14 ²⁰	9769 ¹³ ¹⁸	9795 ¹³ ¹⁶	9820 ¹² ¹⁴	9844 ¹¹ ¹²	9866 ¹⁰ ¹⁰	9887 ⁹ ⁹	9905 ⁹ ⁷	9922 ⁸ ⁶	9937 ⁷ ⁵	9950
0,40	12 ²¹	0,9806 ¹¹ ¹⁸	0,9828 ¹¹ ¹⁶	0,9879 ¹⁰ ¹⁴	0,9869 ⁹ ¹²	0,9887 ⁹ ¹¹	0,9905 ⁸ ⁹	0,9920 ⁷ ⁸	0,9935 ⁶ ⁶	0,9947 ⁶ ⁵	0,9958
42	9 ²¹	9843 ⁹ ¹⁹	9861 ⁹ ¹⁷	9878 ⁸ ¹⁵	9894 ⁷ ¹³	9909 ⁷ ¹¹	9923 ⁶ ⁹	9936 ⁶ ⁸	9947 ⁵ ⁶	9958 ⁴ ⁵	9967
44	7 ²²	9882 ⁷ ¹⁹	9895 ⁶ ¹⁷	9908 ⁶ ¹⁵	9920 ⁶ ¹³	9932 ⁵ ¹¹	9942 ⁵ ⁹	9952 ⁴ ⁸	9960 ⁴ ⁶	9968 ³ ⁵	9975
46	5 ²²	9921 ⁵ ²⁰	9930 ⁴ ¹⁷	9938 ⁴ ¹⁵	9947 ⁴ ¹³	9954 ⁴ ¹¹	9961 ³ ¹⁰	9968 ³ ⁸	9973 ³ ⁷	9979 ² ⁵	9983
48	2 ²²	9960 ² ²⁰	9965 ² ¹⁸	9969 ² ¹⁵	9973 ² ¹³	9977 ² ¹¹	9981 ² ¹⁰	9984 ¹ ⁸	9987 ¹ ⁷	9989 ¹ ⁵	9992
0,50	0 ²²	1,0000 ⁰ ²⁰	1,0000 ⁰ ¹⁸	1,0000 ⁰ ¹⁵	1,0000 ⁰ ¹³	1,0000 ⁰ ¹²	1,0000 ⁰ ¹⁰	1,0000 ⁰ ⁸	1,0000 ⁰ ⁷	1,0000 ⁰ ⁵	1,0000

x		$\frac{1}{y} = 0,78$	0,76	0,74	0,72	0,70	0,68	0,66	0,64	0,62	0,60
0,00	0	1,0000 ⁰	1,0000								
02	$\frac{33}{2}$	*9939 ³¹ ₂	*9942 ²⁹ ₂	*9946 ²⁷ ₂	*9950 ²⁵ ₂	*9954 ²³ ₂	*9958 ²¹ ₂	*9961 ¹⁹ ₂	*9965 ¹⁸ ₂	*9968 ¹⁶ ₂	*9971
04	$\frac{33}{4}$	9876 ³¹ ₄	9885 ²⁹ ₄	9893 ²⁷ ₄	9900 ²⁵ ₄	9908 ²³ ₄	9916 ²¹ ₄	9923 ¹⁹ ₄	9930 ¹⁸ ₃	9937 ¹⁶ ₃	9943
06	$\frac{31}{6}$	9815 ³¹ ₆	9827 ²⁹ ₆	9839 ²⁷ ₆	9851 ²⁵ ₆	9863 ²³ ₆	9874 ²¹ ₅	9885 ¹⁹ ₅	9895 ¹⁷ ₅	9905 ¹⁶ ₅	9915
08	$\frac{32}{8}$	9755 ³⁰ ₈	9771 ²⁸ ₈	9787 ²⁶ ₈	9802 ²⁴ ₈	9818 ²² ₇	983 ²¹ ₇	9817 ¹⁹ ₇	9861 ¹⁷ ₇	9874 ¹⁶ ₆	9887
0,10	$\frac{32}{10}$	0,9605 ³⁰ ₁₀	0,9716 ²⁸ ₁₀	0,9735 ²⁶ ₁₀	0,9754 ²⁴ ₉	0,9773 ²² ₉	0,9792 ²⁰ ₉	0,9810 ¹⁹ ₈	0,9827 ¹⁷ ₈	0,9843 ¹⁵ ₈	0,9859
12	$\frac{31}{12}$	9637 ²⁹ ₁₂	9661 ²⁷ ₁₂	9685 ²⁵ ₁₂	9708 ²³ ₁₁	9730 ²¹ ₁₁	9752 ²⁰ ₁₁	9773 ¹⁸ ₁₀	9794 ¹⁷ ₁₀	9814 ¹⁵ ₁₀	9833
14	$\frac{30}{14}$	9581 ²⁸ ₁₄	9608 ²⁷ ₁₄	9635 ²⁵ ₁₃	9662 ²³ ₁₃	9689 ²¹ ₁₃	9713 ¹⁹ ₁₂	9738 ¹⁸ ₁₂	9761 ¹⁶ ₁₂	9784 ¹⁵ ₁₁	9806
16	$\frac{29}{16}$	9526 ²⁷ ₁₆	9557 ²⁶ ₁₅	9589 ²⁴ ₁₅	9618 ²² ₁₅	9647 ²¹ ₁₄	9676 ¹⁹ ₁₄	9703 ¹⁷ ₁₃	9720 ¹⁶ ₁₃	9756 ¹⁴ ₁₂	9761
18	$\frac{28}{18}$	9473 ²⁶ ₁₇	9507 ²⁵ ₁₇	9541 ²³ ₁₇	9575 ²¹ ₁₆	9607 ²⁰ ₁₆	9639 ¹⁸ ₁₅	9670 ¹⁷ ₁₅	9700 ¹⁵ ₁₄	9729 ¹⁴ ₁₄	9756
0,20	$\frac{27}{19}$	0,9422 ²⁵ ₁₉	0,9460 ²⁴ ₁₉	0,9497 ²² ₁₈	0,9534 ²¹ ₁₉	0,9569 ¹⁹ ₁₇	0,9604 ¹⁷ ₁₇	0,9638 ¹⁶ ₁₆	0,9671 ¹⁵ ₁₆	0,9702 ¹³ ₁₅	0,9733
22	$\frac{26}{21}$	9373 ²⁴ ₂₁	9415 ²³ ₂₀	9455 ²¹ ₂₀	9494 ²⁰ ₁₉	9533 ¹⁸ ₁₉	9571 ¹⁷ ₁₈	9608 ¹⁵ ₁₈	9643 ¹⁴ ₁₇	9677 ¹³ ₁₈	9710

24	$\frac{25}{22}$	9327 ²³ ₂₂	9372 ²² ₂₂	9415 ²⁰ ₂₁	9457 ¹⁹ ₂₁	9499 ¹⁷ ₂₀	9539 ¹⁶ ₂₀	9579 ¹⁵ ₁₉	9617 ¹³ ₁₈	9654 ¹² ₁₇	9689
26	$\frac{23}{24}$	9284 ²² ₂₃	9331 ²⁰ ₂₃	9377 ¹⁹ ₂₃	9422 ¹⁸ ₂₂	9466 ¹⁶ ₂₂	9510 ¹⁵ ₂₁	9551 ¹⁴ ₂₀	9592 ¹² ₂₀	9631 ¹¹ ₁₉	9669
28	$\frac{22}{25}$	9244 ²⁰ ₂₅	9293 ¹⁹ ₂₄	9342 ¹⁸ ₂₄	9390 ¹⁵ ₂₃	9436 ¹⁵ ₂₃	9482 ¹⁴ ₂₂	9526 ¹³ ₂₁	9569 ¹² ₂₁	9610 ¹⁰ ₂₀	9650
0,30	$\frac{20}{26}$	0,9206 ¹⁹ ₂₆	0,9258 ¹⁸ ₂₅	0,9309 ¹⁶ ₂₅	0,9359 ¹⁵ ₂₄	0,9408 ¹⁴ ₂₄	0,9456 ¹³ ₂₃	0,9502 ¹² ₂₂	0,9547 ¹¹ ₂₂	0,9591 ¹⁰ ₂₁	0,9632
32	$\frac{18}{27}$	9172 ¹⁷ ₂₇	9226 ¹⁶ ₂₇	9279 ¹⁵ ₂₆	9331 ¹⁴ ₂₆	9382 ¹³ ₂₅	9432 ¹² ₂₄	9481 ¹¹ ₂₃	9528 ¹⁰ ₂₃	9573 ⁹ ₂₂	9616
34	$\frac{17}{28}$	9141 ¹⁶ ₂₈	9197 ¹⁵ ₂₈	9252 ¹⁴ ₂₇	9306 ¹³ ₂₇	9359 ¹² ₂₆	9411 ¹¹ ₂₅	9461 ¹⁰ ₂₄	9510 ⁹ ₂₄	9557 ⁸ ₂₃	9602
36	$\frac{15}{29}$	9114 ¹⁴ ₂₉	9171 ¹³ ₂₈	9228 ¹² ₂₈	9284 ¹¹ ₂₇	9339 ¹⁰ ₂₇	9392 ¹⁰ ₂₆	9444 ⁹ ₂₅	9494 ⁸ ₂₄	9542 ⁷ ₂₃	9589
38	$\frac{13}{30}$	9089 ¹² ₃₀	9149 ¹¹ ₂₉	9207 ¹¹ ₂₉	9264 ¹⁰ ₂₈	9320 ⁹ ₂₇	9375 ⁸ ₂₇	9428 ⁸ ₂₆	9480 ⁷ ₂₅	9530 ⁶ ₂₄	9578
0,40	$\frac{11}{31}$	0,9069 ¹⁰ ₃₀	0,9129 ¹⁰ ₃₀	0,9189 ⁹ ₂₉	0,9248 ⁸ ₂₉	0,9306 ⁸ ₂₈	0,9361 ⁷ ₂₇	0,9415 ⁷ ₂₆	0,9468 ⁶ ₂₅	0,9519 ⁵ ₂₅	0,9568
42	$\frac{9}{31}$	9052 ⁸ ₃₁	9114 ⁸ ₃₀	9174 ⁷ ₃₀	9234 ⁷ ₂₉	9292 ⁶ ₂₉	9349 ⁶ ₂₈	9405 ⁵ ₂₇	9458 ⁵ ₂₆	9510 ⁴ ₂₅	9560
44	$\frac{8}{32}$	9039 ⁷ ₃₁	9101 ⁶ ₃₁	9163 ⁶ ₃₀	9223 ⁵ ₃₀	9282 ⁵ ₂₉	9340 ⁵ ₂₈	9396 ⁴ ₂₇	9451 ⁴ ₂₆	9503 ³ ₂₅	9554
46	$\frac{5}{32}$	9029 ⁵ ₃₂	9092 ⁴ ₃₁	9155 ⁴ ₃₁	2216 ⁴ ₃₀	9275 ⁴ ₂₉	9334 ³ ₂₈	9390 ³ ₂₈	9445 ³ ₂₇	9498 ³ ₂₆	9550
48	$\frac{3}{32}$	9024 ³ ₃₂	9087 ³ ₃₁	9150 ² ₃₁	9211 ² ₃₀	9271 ² ₂₉	9330 ² ₂₉	9387 ² ₂₈	9442 ² ₂₇	9495 ² ₂₆	9547
0,50	$\frac{1}{32}$	0,9022 ¹ ₃₂	0,9085 ¹ ₃₁	0,9148 ¹ ₃₁	0,9209 ¹ ₃₀	0,9270 ¹ ₂₉	0,9328 ¹ ₂₉	0,9385 ¹ ₂₈	0,9441 ¹ ₂₇	0,9494 ¹ ₂₆	0,9546

x	$\frac{1}{y} = 0.58$	0.56	0.54	0.52	0.50	0.48	0.46	0.44	0.42	0.40
0,0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0
02	*9975 13	*9978 11	*9980 10	*9983 9	*9985 7	*9988 6	*9990 5	*9992 4	*9993 3	*9995
04	9919 13	9935 11	9961 10	9966 9	9971 8	9975 8	9979 7	9983 6	9986 5	9989
05	9924 13	9933 11	9941 10	9949 9	9956 8	9963 7	9969 6	9975 5	9980 4	9984
08	9899 12	9911 11	9922 10	9932 9	9942 8	9951 7	9959 6	9966 5	9973 4	9979
0,10	0,9375 12	0,9389 11	0,9403 10	0,9416 9	0,9428 8	0,9439 7	0,9449 6	0,9458 5	0,9465 4	0,9473
12	9851 12	9868 11	9884 10	9900 9	9914 8	9927 7	9939 6	9950 5	9960 4	9968
14	9827 12	9845 11	9866 10	9884 9	9901 8	9916 7	9930 6	9942 5	9954 4	9963
16	9805 11	9827 10	9849 10	9869 9	9888 8	9905 7	9921 6	9935 5	9948 4	9959
18	9783 11	9808 10	9832 11	9854 10	9875 10	9894 9	9912 8	9928 7	9942 6	9954
0,20	0,9762 11	0,9790 13	0,9816 12	0,9840 11	0,9863 11	0,9884 10	0,9903 9	0,9921 8	0,9936 7	0,9950
22	9742 10	9772 14	9800 13	9827 12	9851 11	9874 10	9895 9	9914 8	9931 7	9945

24	9723 10	9755 15	9785 7	9814 8	9840 12	9865 11	9887 10	9907 9	9926 8	9941
26	9705 17	9739 16	9771 15	9802 14	9830 13	9855 12	9880 11	9901 10	9921 8	9937
28	9688 18	9724 17	9758 16	9790 15	9820 14	9848 13	9873 11	9896 10	9916 9	9934
0,30	0,9672 19	0,9710 18	0,9746 17	0,9780 16	0,9811 15	0,9840 13	0,9867 12	0,9891 11	0,9912 9	0,9931
32	9658 20	9698 19	9735 18	9770 16	9803 15	9833 14	9861 12	9886 11	9908 10	9928
34	9645 21	9686 19	9725 18	9762 17	9796 16	9827 14	9856 13	9882 12	9905 10	9925
36	9634 21	9676 20	9716 19	9754 18	9789 16	9821 15	9851 13	9878 12	9902 10	9922
38	9624 22	9667 21	9708 19	9747 18	9783 17	9816 15	9847 14	9874 12	9899 11	9920
0,40	0,9615 22	0,9660 21	0,9702 20	0,9741 18	0,9778 17	0,9812 16	0,9843 14	0,9871 13	0,9896 11	0,9918
42	9608 23	9653 22	9696 20	9737 19	9774 17	9809 16	9840 14	9869 13	9895 11	9917
44	9592 23	9648 22	9692 20	9733 19	9771 18	9806 16	9838 15	9867 13	9893 11	9916
46	9598 23	9645 22	9689 21	9730 19	9769 18	9804 16	9837 15	9866 13	9892 11	9915
48	9596 23	9643 22	9687 21	9729 19	9767 18	9803 16	9836 15	9865 13	9891 12	9914
0,50	9,9505 23	0,9642 22	0,9686 21	0,9728 19	0,9767 18	0,9803 16	0,9835 15	0,9865 13	0,9891 12	0,9914

x		$\frac{1}{y} = 0,38$	0,36	0,34	0,32	0,30	0,28	0,26	0,24	0,22	0,20
0,00	15	0,9897 ¹³	0,9923 ¹¹	0,9944 ⁹	0,9961 ⁷	0,9975 ⁵	0,9984 ³	0,9991 ²	0,9995 ¹	0,9998 ¹	0,9999
02	0 ¹⁵	9897 ⁰ ₁₃	9923 ⁰ ₁₁	9945 ⁰ ₉	9962 ⁰ ₇	9975 ⁰ ₅	9984 ⁰ ₃	9991 ⁰ ₂	9995 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
04	0 ¹⁵	9898 ⁰ ₁₃	9924 ⁰ ₁₁	9945 ⁰ ₉	9962 ⁰ ₇	9975 ⁰ ₅	9984 ⁰ ₃	9991 ⁰ ₂	9995 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
06	1 ¹⁵	9899 ¹ ₁₃	9924 ⁰ ₁₁	9945 ⁰ ₈	9962 ⁰ ₆	9975 ⁰ ₅	9984 ⁰ ₃	9991 ⁰ ₂	9995 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
08	1 ¹⁵	9900 ¹ ₁₃	9925 ¹ ₁₀	9946 ⁰ ₈	9963 ⁰ ₆	9975 ⁰ ₅	9985 ⁰ ₃	9991 ⁰ ₂	9995 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
0,10	1 ¹⁵	0,9902 ¹ ₁₂	0,9927 ¹ ₁₀	0,9947 ¹ ₈	0,9963 ⁰ ₆	0,9976 ⁰ ₅	0,9985 ⁰ ₃	0,9991 ⁰ ₂	0,9995 ⁰ ₁	0,9998 ⁰ ₁	0,9999
12	1 ¹⁴	9904 ¹ ₁₂	9928 ¹ ₁₀	9948 ¹ ₈	9964 ⁰ ₅	9976 ⁰ ₅	9985 ⁰ ₃	9992 ⁰ ₂	9996 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
14	2 ¹⁴	9907 ¹ ₁₂	9930 ¹ ₁₀	9950 ¹ ₈	9965 ⁰ ₅	9977 ⁰ ₄	9986 ⁰ ₃	9992 ⁰ ₂	9996 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
16	2 ¹⁴	9910 ² ₁₁	9932 ¹ ₉	9951 ¹ ₇	9966 ¹ ₆	9978 ⁰ ₄	9987 ⁰ ₃	9992 ⁰ ₂	9996 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
18	2 ¹³	9913 ² ₁₁	9935 ¹ ₉	9953 ¹ ₇	9967 ¹ ₆	9979 ⁰ ₄	9987 ⁰ ₃	9992 ⁰ ₂	9996 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
0,20	2 ¹³	0,9917 ² ₁₁	0,9938 ¹ ₉	0,9955 ¹ ₇	0,9969 ¹ ₆	0,9979 ⁰ ₄	0,9987 ⁰ ₃	0,9993 ⁰ ₂	0,9996 ⁰ ₁	0,9998 ⁰ ₁	0,9999
22	3 ¹²	9921 ² ₁₀	9941 ¹ ₈	9957 ¹ ₇	9970 ¹ ₆	9980 ¹ ₄	9988 ⁰ ₃	9993 ⁰ ₂	9996 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999

24	3 ¹¹	9925 ² ₁₀	9944 ² ₈	9959 ¹ ₆	9972 ¹ ₅	9982 ¹ ₄	9989 ⁰ ₂	9993 ⁰ ₂	9997 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
26	3 ¹¹	9929 ² ₉	9947 ² ₇	9962 ¹ ₆	9974 ¹ ₅	9983 ¹ ₃	9989 ⁰ ₂	9994 ⁰ ₁	9997 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999
28	3 ¹⁰	9934 ² ₈	9951 ² ₇	9965 ¹ ₅	9975 ¹ ₄	9984 ¹ ₃	9990 ⁰ ₂	9994 ⁰ ₁	9997 ⁰ ₁	9999 ⁰ ₀	9999
0,30	3 ⁹	0,9939 ³ ₈	0,9955 ² ₆	0,9967 ¹ ₅	0,9977 ¹ ₄	0,9985 ¹ ₃	0,9991 ⁰ ₂	0,9995 ⁰ ₁	0,9997 ⁰ ₁	0,9999 ⁰ ₀	0,9999
32	4 ⁸	9945 ³ ₇	9959 ² ₆	9970 ¹ ₅	9979 ¹ ₄	9986 ¹ ₃	9992 ⁰ ₂	9995 ⁰ ₁	9997 ⁰ ₁	9999 ⁰ ₀	*0000
34	4 ⁷	9950 ³ ₆	9963 ² ₅	9973 ² ₄	9981 ¹ ₃	9988 ¹ ₂	9992 ⁰ ₂	9996 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999 ⁰ ₀	0000
36	4 ⁷	9956 ³ ₆	9967 ² ₅	9976 ² ₄	9984 ¹ ₃	9989 ¹ ₂	9993 ⁰ ₁	9996 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999 ⁰ ₀	0000
38	4 ⁶	9962 ³ ₅	9972 ² ₄	9980 ² ₃	9986 ¹ ₂	9991 ¹ ₂	9994 ⁰ ₁	9997 ⁰ ₁	9998 ⁰ ₁	9999 ⁰ ₀	0000
0,40	4 ⁵	0,9968 ³ ₄	0,9976 ² ₃	0,9983 ² ₃	0,9988 ¹ ₂	0,9992 ¹ ₂	0,9995 ¹ ₁	0,9997 ⁰ ₁	0,9999 ⁰ ₀	0,9999 ⁰ ₀	1,0000
42	4 ⁴	9974 ³ ₃	9981 ² ₃	9986 ² ₂	9990 ¹ ₂	9994 ¹ ₁	9996 ¹ ₁	9998 ⁰ ₁	9999 ⁰ ₀	9999 ⁰ ₀	0000
44	4 ³	9981 ³ ₂	9986 ² ₂	9990 ² ₂	9993 ¹ ₁	9995 ¹ ₁	9997 ¹ ₁	9998 ⁰ ₀	9999 ⁰ ₀	*0000 ⁰ ₀	0000
46	4 ²	9987 ³ ₂	9990 ² ₁	9993 ² ₁	9995 ¹ ₁	9997 ¹ ₁	9998 ¹ ₀	9999 ⁰ ₀	9999 ⁰ ₀	0000 ⁰ ₀	0000
48	4 ¹	9994 ³ ₁	9995 ² ₁	9997 ² ₁	9998 ¹ ₀	9998 ¹ ₀	9999 ¹ ₀	9999 ⁰ ₀	*0000 ⁰ ₀	0000 ⁰ ₀	0000
0,50	4 ⁰	1,0000 ³ ₀	1,0000 ² ₀	1,0000 ² ₀	1,0000 ¹ ₀	1,0000 ¹ ₀	1,0000 ¹ ₀	1,0000 ⁰ ₀	1,0000 ⁰ ₀	1,0000 ⁰ ₀	1,0000

x		$\frac{1}{y} = 0,38$	0,36	0,34	0,32	0,30	0,23	0,26	0,24	0,22	0,20
0,00	0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	1,0000 0	0,0000 0	1,0000 0	1,0000
02	$\frac{3}{1}$	*9096 $\frac{2}{1}$	*9097 $\frac{2}{0}$	*9093 $\frac{1}{0}$	*9095 $\frac{1}{0}$	*9099 $\frac{1}{0}$	*9.99 $\frac{0}{0}$	0000 $\frac{0}{0}$	0000 $\frac{0}{0}$	0000 $\frac{0}{0}$	0000
04	$\frac{3}{1}$	9092 $\frac{2}{1}$	9091 $\frac{2}{1}$	9096 $\frac{1}{1}$	9097 $\frac{1}{1}$	9093 $\frac{1}{0}$	9099 $\frac{0}{0}$	*9099 $\frac{0}{0}$	0,000 $\frac{0}{0}$	0000 $\frac{0}{0}$	0000
06	$\frac{3}{2}$	9088 $\frac{2}{2}$	9091 $\frac{2}{1}$	9093 $\frac{1}{1}$	9095 $\frac{1}{1}$	9097 $\frac{1}{1}$	9093 $\frac{0}{0}$	9099 $\frac{0}{0}$	*9099 $\frac{0}{0}$	0000 $\frac{0}{0}$	0000
08	$\frac{3}{2}$	9084 $\frac{2}{2}$	9088 $\frac{2}{2}$	9091 $\frac{1}{1}$	9094 $\frac{1}{1}$	9096 $\frac{1}{1}$	9093 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	9093 $\frac{0}{0}$	0000 $\frac{0}{0}$	0000
0,10	$\frac{3}{3}$	0,9080 $\frac{2}{3}$	0,9085 $\frac{2}{2}$	0,9089 $\frac{1}{2}$	0,9092 $\frac{1}{1}$	0,9095 $\frac{1}{1}$	0,9097 $\frac{0}{1}$	0,9098 $\frac{0}{0}$	0,9099 $\frac{0}{0}$	1,0000 $\frac{0}{0}$	1,0000
12	$\frac{3}{4}$	9076 $\frac{2}{3}$	9082 $\frac{1}{3}$	9087 $\frac{1}{2}$	9091 $\frac{1}{2}$	9091 $\frac{1}{1}$	9096 $\frac{0}{1}$	9098 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	*9099 $\frac{0}{0}$	0000
14	$\frac{2}{4}$	9072 $\frac{2}{4}$	9079 $\frac{1}{3}$	9085 $\frac{1}{2}$	9090 $\frac{1}{2}$	9093 $\frac{0}{1}$	9096 $\frac{0}{1}$	9098 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	9099 $\frac{0}{0}$	0000
16	$\frac{2}{5}$	9068 $\frac{2}{4}$	9076 $\frac{1}{3}$	9083 $\frac{1}{3}$	9088 $\frac{1}{2}$	9092 $\frac{0}{2}$	9095 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9098 $\frac{0}{0}$	9099 $\frac{0}{0}$	0000
18	$\frac{2}{5}$	9065 $\frac{2}{4}$	9074 $\frac{1}{4}$	9081 $\frac{1}{3}$	9087 $\frac{1}{2}$	9091 $\frac{0}{2}$	9095 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9098 $\frac{0}{0}$	9099 $\frac{0}{0}$	0000
0,20	$\frac{2}{6}$	0,9061 $\frac{2}{5}$	0,9071 $\frac{1}{4}$	0,9079 $\frac{1}{3}$	0,9086 $\frac{1}{2}$	0,9090 $\frac{0}{2}$	0,9094 $\frac{0}{1}$	0,9097 $\frac{0}{1}$	0,9098 $\frac{0}{1}$	0,9099 $\frac{0}{0}$	1,0000
22	$\frac{2}{6}$	9058 $\frac{2}{5}$	9069 $\frac{1}{4}$	9077 $\frac{1}{3}$	9084 $\frac{1}{3}$	9090 $\frac{0}{2}$	9094 $\frac{0}{1}$	9096 $\frac{0}{1}$	9098 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	0000

24	$\frac{2}{7}$	9055 $\frac{2}{6}$	9066 $\frac{1}{5}$	9076 $\frac{1}{4}$	9083 $\frac{1}{3}$	9089 $\frac{0}{2}$	9093 $\frac{0}{1}$	9096 $\frac{0}{1}$	9098 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	0000
26	$\frac{2}{7}$	9052 $\frac{1}{6}$	9064 $\frac{1}{5}$	9074 $\frac{1}{4}$	9082 $\frac{1}{3}$	9088 $\frac{0}{2}$	9093 $\frac{0}{2}$	9096 $\frac{0}{1}$	9098 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	0000
28	$\frac{2}{8}$	9049 $\frac{1}{6}$	9062 $\frac{1}{5}$	9073 $\frac{1}{4}$	9081 $\frac{1}{3}$	9088 $\frac{0}{2}$	9092 $\frac{0}{2}$	9096 $\frac{0}{1}$	9098 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	0000
0,30	$\frac{2}{8}$	0,9047 $\frac{1}{7}$	0,9060 $\frac{1}{6}$	0,9071 $\frac{1}{4}$	0,9080 $\frac{1}{3}$	0,9087 $\frac{0}{3}$	0,9092 $\frac{0}{2}$	0,9095 $\frac{0}{1}$	0,9098 $\frac{0}{1}$	0,9099 $\frac{0}{0}$	1,0000
32	$\frac{2}{8}$	9044 $\frac{1}{7}$	9058 $\frac{1}{6}$	9070 $\frac{1}{5}$	9079 $\frac{0}{4}$	9086 $\frac{0}{3}$	9092 $\frac{0}{2}$	9095 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	0000
34	$\frac{1}{9}$	9042 $\frac{1}{7}$	9057 $\frac{1}{6}$	9069 $\frac{1}{5}$	9078 $\frac{0}{4}$	9086 $\frac{0}{3}$	9091 $\frac{0}{2}$	9095 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	*9099
36	$\frac{1}{9}$	9040 $\frac{1}{8}$	9055 $\frac{1}{6}$	9068 $\frac{1}{5}$	9078 $\frac{0}{4}$	9085 $\frac{0}{3}$	9091 $\frac{0}{2}$	9095 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	9099
38	$\frac{1}{9}$	9039 $\frac{1}{8}$	9054 $\frac{1}{6}$	9067 $\frac{0}{5}$	9077 $\frac{0}{4}$	9085 $\frac{0}{3}$	9091 $\frac{0}{2}$	9095 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	9099
0,40	$\frac{1}{9}$	0,9037 $\frac{1}{8}$	0,9053 $\frac{1}{7}$	0,9066 $\frac{0}{5}$	0,9077 $\frac{0}{4}$	0,9085 $\frac{0}{3}$	0,9090 $\frac{0}{2}$	0,9095 $\frac{0}{1}$	0,9097 $\frac{0}{1}$	0,9099 $\frac{0}{0}$	0,9099
42	$\frac{1}{10}$	9036 $\frac{1}{8}$	9052 $\frac{0}{7}$	9066 $\frac{0}{5}$	9076 $\frac{0}{4}$	9084 $\frac{0}{3}$	9090 $\frac{0}{2}$	9094 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	9099
44	$\frac{1}{10}$	9035 $\frac{1}{8}$	9052 $\frac{0}{7}$	9065 $\frac{0}{5}$	9076 $\frac{0}{4}$	9084 $\frac{0}{3}$	9090 $\frac{0}{2}$	9094 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	9099
46	$\frac{0}{10}$	9035 $\frac{0}{8}$	9051 $\frac{0}{7}$	9065 $\frac{0}{5}$	9076 $\frac{0}{4}$	9084 $\frac{0}{3}$	9090 $\frac{0}{2}$	9094 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	9099
48	$\frac{0}{10}$	9034 $\frac{0}{8}$	9051 $\frac{0}{7}$	9065 $\frac{0}{5}$	9075 $\frac{0}{4}$	9084 $\frac{0}{3}$	9090 $\frac{0}{2}$	9094 $\frac{0}{1}$	9097 $\frac{0}{1}$	9099 $\frac{0}{0}$	9099
0,50	$\frac{0}{10}$	0,9034 $\frac{0}{8}$	0,9051 $\frac{0}{7}$	0,9065 $\frac{0}{5}$	0,9075 $\frac{0}{4}$	0,9084 $\frac{0}{3}$	0,9090 $\frac{0}{2}$	0,9094 $\frac{0}{1}$	0,9097 $\frac{0}{1}$	0,9099 $\frac{0}{0}$	0,9099

r	t = 0.02	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.20
1.00	0.0127 ⁶⁴	0.0255 ⁶¹	0.0352 ⁶³	0.0508 ⁶³	0.0635 ⁶³	0.0760 ⁶³	0.0856 ⁶²	0.1010 ⁶²	0.1134 ⁶¹	0.1257
94	0.0127 ⁶⁴	0.0254 ⁶¹	0.0331 ⁶³	0.0503 ⁶³	0.0634 ⁶³	0.0760 ⁶³	0.0855 ⁶²	0.1010 ⁶²	0.1133 ⁶¹	0.1255
96	0.0127 ⁶⁴	0.0254 ⁶¹	0.0331 ⁶³	0.0507 ⁶³	0.0633 ⁶³	0.0759 ⁶³	0.0854 ⁶²	0.1008 ⁶²	0.1132 ⁶¹	0.1254
94	0.0127 ⁶³	0.0253 ⁶¹	0.0380 ⁶³	0.0506 ⁶³	0.0632 ⁶³	0.0757 ⁶²	0.0832 ⁶²	0.1006 ⁶²	0.1129 ⁶¹	0.1252
92	0.0126 ⁶³	0.0252 ⁶¹	0.0379 ⁶³	0.0504 ⁶³	0.0630 ⁶²	0.0755 ⁶²	0.0879 ⁶¹	0.1003 ⁶²	0.1126 ⁶¹	0.1248
0.90	0.0126 ⁶³	0.0251 ⁶¹	0.0377 ⁶³	0.0502 ⁶²	0.0627 ⁶²	0.0751 ⁶²	0.0875 ⁶²	0.0998 ⁶¹	0.1121 ⁶¹	0.1243
88	0.0125 ⁶¹	0.0250 ⁶¹	0.0375 ⁶²	0.0493 ⁶¹	0.0624 ⁶¹	0.0747 ⁶²	0.0871 ⁶¹	0.0993 ⁶¹	0.1115 ⁶¹	0.1237
86	0.0124 ⁶²	0.0248 ⁶¹	0.0372 ⁶²	0.0496 ⁶²	0.0620 ⁶²	0.0743 ⁶¹	0.0865 ⁶¹	0.0987 ⁶¹	0.1109 ⁶⁰	0.1229
84	0.0123 ⁶²	0.0247 ⁶¹	0.0370 ⁶¹	0.0493 ⁶¹	0.0615 ⁶¹	0.0737 ⁶¹	0.0859 ⁶¹	0.0980 ⁶⁰	0.1101 ⁶⁰	0.1221
82	0.0122 ⁶¹	0.0241 ⁶¹	0.0366 ⁶¹	0.0483 ⁶¹	0.0610 ⁶¹	0.0731 ⁶⁰	0.0852 ⁶⁰	0.0972 ⁶⁰	0.1092 ⁶⁰	0.1212
0.80	0.0121 ⁶¹	0.0242 ⁶¹	0.0363 ⁶⁰	0.0481 ⁶⁰	0.0601 ⁶⁰	0.0724 ⁶⁰	0.0844 ⁶⁰	0.0964 ⁶⁰	0.1083 ⁶⁰	0.1201
78	0.0120 ⁶⁰	0.0240 ⁶⁰	0.0359 ⁶⁰	0.0479 ⁶⁰	0.0598 ⁶⁰	0.0717 ⁶⁰	0.0836 ⁶⁰	0.0951 ⁶⁰	0.1072 ⁶⁰	0.1189
76	0.0118 ⁵⁹	0.0237 ⁵⁹	0.0355 ⁵⁹	0.0473 ⁵⁹	0.0591 ⁵⁹	0.0709 ⁵⁹	0.0826 ⁵⁹	0.0943 ⁵⁹	0.1063 ⁵⁸	0.1176
74	0.0117 ⁵⁸	0.0234 ⁵⁸	0.0350 ⁵⁸	0.0467 ⁵⁸	0.0584 ⁵⁸	0.0700 ⁵⁸	0.0816 ⁵⁸	0.0932 ⁵⁸	0.1047 ⁵⁸	0.1163
72	0.0115 ⁵⁸	0.0230 ⁵⁸	0.0345 ⁵⁸	0.0461 ⁵⁷	0.0575 ⁵⁷	0.0690 ⁵⁷	0.0805 ⁵⁷	0.0919 ⁵⁷	0.1034 ⁵⁷	0.1148
0.70	0.0113 ⁵⁷	0.0227 ⁵⁷	0.0340 ⁵⁷	0.0451 ⁵⁷	0.0567 ⁵⁷	0.0680 ⁵⁷	0.0793 ⁵⁶	0.0906 ⁵⁶	0.1019 ⁵⁶	0.1132
68	0.0112 ⁵⁶	0.0223 ⁵⁶	0.0335 ⁵⁶	0.0446 ⁵⁶	0.0558 ⁵⁶	0.0667 ⁵⁶	0.0781 ⁵⁶	0.0891 ⁵⁶	0.1003 ⁵⁶	0.1114

66	0.0110 ⁵⁵	0.0219 ⁵⁵	0.0329 ⁵⁵	0.0438 ⁵⁵	0.0548 ⁵⁵	0.0658 ⁵⁵	0.0767 ⁵⁵	0.0877 ⁵⁵	0.0987 ⁵⁵	0.1096
64	0.0108 ⁵⁴	0.0215 ⁵⁴	0.0323 ⁵⁴	0.0430 ⁵⁴	0.0538 ⁵⁴	0.0645 ⁵⁴	0.0753 ⁵⁴	0.0861 ⁵⁴	0.0969 ⁵⁴	0.1077
62	0.0105 ⁵³	0.0211 ⁵³	0.0316 ⁵³	0.0421 ⁵³	0.0527 ⁵³	0.0633 ⁵³	0.0738 ⁵³	0.0844 ⁵³	0.0950 ⁵³	0.1056
0.60	0.0103 ⁵²	0.0206 ⁵²	0.0309 ⁵²	0.0412 ⁵²	0.0516 ⁵²	0.0619 ⁵²	0.0723 ⁵²	0.0827 ⁵²	0.0931 ⁵²	0.1035
58	0.0101 ⁵⁰	0.0201 ⁵⁰	0.0302 ⁵⁰	0.0403 ⁵⁰	0.0504 ⁵⁰	0.0605 ⁵⁰	0.0706 ⁵⁰	0.0808 ⁵⁰	0.0910 ⁵⁰	0.1012
56	0.0098 ⁴⁹	0.0196 ⁴⁹	0.0295 ⁴⁹	0.0393 ⁴⁹	0.0492 ⁴⁹	0.0590 ⁴⁹	0.0689 ⁴⁹	0.0789 ⁴⁹	0.0889 ⁴⁹	0.0989
54	0.0096 ⁴⁸	0.0191 ⁴⁸	0.0287 ⁴⁸	0.0383 ⁴⁸	0.0479 ⁴⁸	0.0575 ⁴⁸	0.0672 ⁴⁸	0.0769 ⁴⁸	0.0866 ⁴⁸	0.0964
52	0.0093 ⁴⁶	0.0186 ⁴⁶	0.0279 ⁴⁷	0.0372 ⁴⁷	0.0465 ⁴⁷	0.0559 ⁴⁷	0.0653 ⁴⁷	0.0748 ⁴⁸	0.0843 ⁴⁸	0.0939
0.50	0.0090 ⁴⁵	0.0180 ⁴⁵	0.0270 ⁴⁵	0.0361 ⁴⁵	0.0452 ⁴⁵	0.0543 ⁴⁶	0.0634 ⁴⁶	0.0726 ⁴⁶	0.0819 ⁴⁷	0.0912
48	0.0087 ⁴⁴	0.0174 ⁴⁴	0.0262 ⁴⁴	0.0349 ⁴⁴	0.0437 ⁴⁴	0.0526 ⁴⁴	0.0615 ⁴⁵	0.0704 ⁴⁵	0.0794 ⁴⁵	0.0884
46	0.0084 ⁴²	0.0169 ⁴²	0.0253 ⁴²	0.0338 ⁴³	0.0423 ⁴³	0.0508 ⁴³	0.0594 ⁴³	0.0681 ⁴⁴	0.0768 ⁴⁴	0.0856
44	0.0081 ⁴¹	0.0162 ⁴¹	0.0244 ⁴¹	0.0326 ⁴¹	0.0408 ⁴¹	0.0490 ⁴²	0.0573 ⁴²	0.0657 ⁴²	0.0741 ⁴³	0.0826
42	0.0078 ³⁹	0.0156 ³⁹	0.0234 ³⁹	0.0313 ⁴⁰	0.0392 ⁴⁰	0.0472 ⁴⁰	0.0552 ⁴⁰	0.0632 ⁴¹	0.0714 ⁴¹	0.0796
0.40	0.0075 ³⁷	0.0150 ³⁸	0.0225 ³⁸	0.0300 ³⁸	0.0376 ³⁸	0.0453 ³⁸	0.0529 ³⁹	0.0607 ³⁹	0.0685 ⁴⁰	0.0765
38	0.0072 ³⁶	0.0143 ³⁶	0.0215 ³⁶	0.0287 ³⁶	0.0360 ³⁷	0.0433 ³⁷	0.0507 ³⁷	0.0581 ³⁸	0.0656 ³⁸	0.0732
36	0.0068 ³⁴	0.0137 ³⁴	0.0205 ³⁴	0.0274 ³⁵	0.0343 ³⁵	0.0413 ³⁵	0.0483 ³⁵	0.0554 ³⁶	0.0626 ³⁶	0.0699
34	0.0065 ³²	0.0130 ³³	0.0195 ³³	0.0260 ³³	0.0326 ³³	0.0393 ³⁴	0.0460 ³⁴	0.0527 ³⁴	0.0596 ³⁵	0.0665
32	0.0061 ³¹	0.0123 ³¹	0.0184 ³¹	0.0246 ³¹	0.0309 ³¹	0.0372 ³²	0.0435 ³²	0.0499 ³³	0.0565 ³³	0.0631
0.30	0.0058 ²⁹	0.0116 ²⁹	0.0174 ²⁹	0.0232 ²⁹	0.0291 ²⁹	0.0350 ³⁰	0.0410 ³⁰	0.0471 ³¹	0.0533 ³¹	0.0595

τ	$t = 0,02$	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20
28	0054 ²⁷ ₂	0109 ²⁷ ₄	0163 ²⁷ ₅	0218 ²³ ₇	0273 ²³ ₉	0329 ²³ ₁₁	0385 ¹³ ₁₃	0442 ¹⁴ ₁₄	0500 ¹⁶ ₁₆	0559
26	0051 ²⁵ ₂	0101 ²⁵ ₄	0152 ²⁶ ₆	0203 ²⁵ ₇	0255 ²⁶ ₉	0307 ²⁶ ₁₁	0360 ¹³ ₁₃	0413 ¹⁵ ₁₅	0467 ¹⁷ ₁₇	0522
24	0047 ²³ ₂	0094 ²³ ₄	0141 ²⁴ ₆	0188 ²¹ ₇	0236 ²¹ ₉	0285 ²¹ ₁₁	0333 ¹³ ₁₃	0383 ¹⁵ ₁₅	0433 ¹⁷ ₁₇	0494
22	0043 ²² ₂	0086 ²² ₄	0130 ²² ₆	0173 ²² ₈	0217 ²² ₈	0261 ²² ₁₁	0307 ¹³ ₁₃	0353 ¹⁵ ₁₅	0399 ¹⁷ ₁₇	0466
0,20	0,0039 ²⁰ ₂	0,0079 ²⁰ ₄	0,0118 ²⁰ ₆	0,0158 ²⁰ ₈	0,0198 ²⁰ ₁₀	0,0239 ²¹ ₁₁	0,0280 ¹³ ₁₃	0,0322 ¹⁵ ₁₅	0,0364 ¹⁷ ₁₇	0,0408
18	0036 ¹⁸ ₂	0071 ¹⁸ ₄	0107 ¹⁸ ₆	0143 ¹⁸ ₈	0179 ¹⁸ ₁₀	0216 ¹⁹ ₁₂	0253 ¹⁴ ₁₄	0291 ¹⁶ ₁₆	0329 ¹⁸ ₁₈	0368
16	0032 ¹⁶ ₂	0063 ¹⁶ ₄	0095 ¹⁶ ₆	0127 ¹⁶ ₈	0160 ¹⁶ ₁₀	0193 ¹⁷ ₁₂	0226 ¹⁴ ₁₄	0259 ¹⁷ ₁₇	0294 ¹⁸ ₁₈	0329
14	0028 ¹⁴ ₂	0056 ¹⁴ ₄	0084 ¹⁴ ₆	0112 ¹⁴ ₈	0140 ¹⁴ ₁₀	0169 ¹⁴ ₁₂	0198 ¹⁴ ₁₄	0228 ¹⁶ ₁₆	0258 ¹⁵ ₁₅	0289
12	0024 ¹² ₂	0048 ¹² ₄	0072 ¹² ₆	0106 ¹² ₈	0120 ¹² ₁₀	0145 ¹³ ₁₂	0170 ¹³ ₁₃	0196 ¹³ ₁₃	0222 ¹³ ₁₃	0248
0,10	0,0020 ¹⁰ ₂	0,0040 ¹⁰ ₄	0,0060 ¹⁰ ₆	0,0080 ¹⁰ ₈	0,0101 ¹⁰ ₁₀	0,0121 ¹⁰ ₁₂	0,0141 ¹¹ ₁₁	0,0163 ¹¹ ₁₁	0,0185 ¹¹ ₁₁	0,0207
08	0016 ⁸ ₂	0032 ⁸ ₄	0048 ⁸ ₆	0064 ⁸ ₈	0081 ⁸ ₁₀	0097 ⁸ ₁₂	0114 ⁹ ₁₄	0131 ⁹ ₁₆	0148 ⁹ ₁₈	0166
06	0012 ⁶ ₂	0024 ⁶ ₄	0036 ⁶ ₆	0048 ⁶ ₈	0061 ⁶ ₁₀	0073 ⁶ ₁₂	0086 ⁶ ₁₁	0098 ⁷ ₁₅	0111 ⁷ ₁₆	0125
04	0008 ⁴ ₂	0016 ⁴ ₄	0024 ⁴ ₆	0032 ⁴ ₈	0040 ⁴ ₁₀	0049 ⁴ ₁₂	0057 ⁴ ₁₄	0066 ⁴ ₁₆	0071 ⁴ ₁₉	0083
02	0004 ² ₂	0008 ² ₄	0012 ² ₆	0016 ² ₈	0020 ² ₁₀	0024 ² ₁₂	0029 ² ₁₁	0033 ² ₁₃	0037 ² ₁₉	0042
0,00	0,0000 ⁰ ₂	0,0000 ⁰ ₄	0,0000 ⁰ ₆	0,0000 ⁰ ₈	0,0000 ⁰ ₁₀	0,0000 ⁰ ₁₂	0,0000 ⁰ ₁₄	0,0000 ⁰ ₁₆	0,0000 ⁰ ₁₈	0,0000

y

τ	$t = 0,02$	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20
1,00	0,0000 ⁰ ₀	0,0000 ⁰ ₀	0,0000 ⁰ ₀	0,0000 ⁰ ₀	0,0000 ⁰ ₀	0,0000 ⁰ ₀	0,0000 ⁰ ₀	0,0000 ⁰ ₀	0,0000 ⁰ ₀	0,0000
98	0006 ³ ₃	0013 ³ ₆	0019 ³ ₉	0025 ³ ₁₃	0031 ³ ₁₆	0037 ³ ₁₉	0043 ³ ₂₂	0049 ³ ₂₅	0055 ³ ₂₇	0060
96	0013 ³ ₆	0025 ⁶ ₆	0038 ⁶ ₉	0050 ⁶ ₁₂	0062 ⁶ ₁₆	0074 ⁶ ₁₉	0086 ⁶ ₂₂	0098 ⁶ ₂₅	0110 ⁶ ₂₇	0121
94	0019 ³ ₉	0038 ⁶ ₆	0056 ⁹ ₉	0075 ¹² ₁₂	0093 ¹⁶ ₁₆	0111 ¹⁹ ₁₉	0129 ²² ₂₂	0147 ²⁴ ₂₄	0164 ²⁷ ₂₇	0181
92	0025 ³ ₁₃	0050 ¹² ₁₂	0075 ¹² ₁₂	0100 ¹² ₁₂	0124 ¹⁵ ₁₅	0148 ¹⁸ ₁₈	0172 ²¹ ₂₁	0196 ²⁴ ₂₄	0219 ²⁷ ₂₇	0241
0,90	0,0031 ³ ₁₆	0,0063 ¹⁶ ₁₆	0,0094 ¹⁵ ₁₅	0,0124 ¹² ₁₅	0,0155 ¹⁵ ₁₅	0,0185 ¹⁸ ₁₅	0,0215 ²¹ ₁₅	0,0244 ²⁴ ₁₄	0,0273 ²⁷ ₁₄	0,0301
88	0037 ³ ₁₉	0075 ¹⁹ ₁₉	0112 ¹⁸ ₁₈	0149 ¹⁸ ₁₈	0186 ¹⁸ ₁₈	0222 ¹⁸ ₁₈	0258 ¹⁸ ₁₈	0293 ²¹ ₁₇	0327 ²⁷ ₁₇	0361
86	0044 ³ ₂₂	0087 ²² ₂₂	0130 ²² ₂₂	0173 ²¹ ₂₁	0216 ²¹ ₂₁	0258 ²¹ ₂₁	0300 ²⁰ ₂₀	0341 ²⁰ ₂₀	0381 ²⁰ ₂₀	0421
84	0050 ³ ₂₅	0099 ²⁵ ₂₅	0149 ²⁵ ₂₅	0198 ²⁴ ₂₄	0247 ²⁴ ₂₄	0295 ²⁴ ₂₄	0342 ²³ ₂₃	0389 ²³ ₂₃	0435 ²³ ₂₃	0490
82	0056 ³ ₂₈	0111 ²⁸ ₂₈	0167 ²⁸ ₂₈	0222 ²⁷ ₂₇	0277 ²⁷ ₂₇	0331 ²⁷ ₂₇	0384 ²⁶ ₂₆	0436 ²⁵ ₂₅	0489 ²⁵ ₂₅	0539
0,80	0,0062 ³ ₃₁	0,0123 ³¹ ₃₁	0,0185 ³¹ ₃₁	0,0246 ³⁰ ₃₀	0,0306 ³⁰ ₃₀	0,0366 ³⁰ ₃₀	0,0425 ²⁹ ₂₉	0,0484 ²⁹ ₂₉	0,0541 ²⁸ ₂₈	0,0597
78	0068 ³ ₃₄	0135 ³⁴ ₃₄	0203 ³³ ₃₃	0270 ³² ₃₂	0336 ³³ ₃₃	0402 ³³ ₃₃	0467 ³² ₃₂	0530 ³² ₃₂	0593 ³¹ ₃₁	0655
76	0074 ³ ₃₇	0147 ³⁷ ₃₇	0220 ³⁶ ₃₆	0293 ³⁶ ₃₆	0365 ³⁵ ₃₅	0437 ³⁵ ₃₅	0507 ³⁴ ₃₄	0577 ³³ ₃₃	0645 ³⁴ ₃₄	0713
74	0079 ³ ₄₀	0159 ³⁹ ₃₉	0238 ³⁹ ₃₉	0316 ³⁸ ₃₈	0394 ³⁹ ₃₉	0471 ³⁸ ₃₈	0547 ³⁸ ₃₈	0623 ³⁷ ₃₇	0697 ³⁶ ₃₆	0770
72	0085 ³ ₄₃	0170 ⁴² ₄₂	0255 ⁴² ₄₂	0339 ⁴² ₄₂	0423 ⁴¹ ₄₁	0505 ⁴¹ ₄₁	0587 ⁴⁰ ₄₀	0668 ³⁹ ₃₉	0748 ³⁹ ₃₉	0826

τ	$t - 0.02$	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.20
0.70	0.0091 ³ ₄₅	0.0181 ⁶ ₄₅	0.0272 ⁹ ₄₅	0.0362 ¹¹ ₄₅	0.0451 ¹⁴ ₄₄	0.0539 ¹⁷ ₄₄	0.0627 ²⁰ ₄₃	0.0713 ²³ ₄₃	0.0798 ²⁵ ₄₂	0.0882
68	0.0096 ³ ₄₈	0.0193 ⁶ ₄₈	0.0288 ⁸ ₄₈	0.0384 ¹¹ ₄₇	0.0478 ¹⁴ ₄₇	0.0572 ¹⁷ ₄₇	0.0665 ¹⁹ ₄₅	0.0757 ²² ₄₅	0.0848 ²⁵ ₄₅	0.0937
66	0.0102 ³ ₅₁	0.0203 ⁶ ₅₁	0.0305 ⁸ ₅₀	0.0406 ¹¹ ₅₀	0.0506 ¹⁴ ₄₉	0.0605 ¹⁶ ₄₉	0.0704 ¹⁹ ₄₉	0.0801 ²² ₄₈	0.0897 ²⁵ ₄₇	0.0992
64	0.0107 ³ ₅₄	0.0214 ⁶ ₅₃	0.0321 ⁸ ₅₃	0.0427 ¹¹ ₅₂	0.0533 ¹⁴ ₅₁	0.0637 ¹⁶ ₅₁	0.0741 ¹⁹ ₅₁	0.0844 ²² ₅₁	0.0945 ²⁵ ₅₀	0.1045
62	0.0112 ³ ₅₆	0.0225 ⁶ ₅₆	0.0337 ⁸ ₅₆	0.0448 ¹¹ ₅₅	0.0559 ¹⁴ ₅₅	0.0669 ¹⁶ ₅₅	0.0778 ¹⁹ ₅₄	0.0886 ²² ₅₃	0.0993 ²⁵ ₅₃	0.1098
0.60	0.0118 ³ ₅₉	0.0235 ⁶ ₅₉	0.0352 ⁸ ₅₉	0.0469 ¹¹ ₅₈	0.0585 ¹⁴ ₅₈	0.0700 ¹⁶ ₅₇	0.0814 ¹⁹ ₅₇	0.0928 ²² ₅₆	0.1040 ²⁵ ₅₅	0.1150
58	0.0123 ³ ₆₁	0.0245 ⁶ ₆₁	0.0367 ⁸ ₆₁	0.0489 ¹¹ ₆₀	0.0610 ¹⁴ ₆₀	0.0730 ¹⁶ ₆₀	0.0850 ¹⁹ ₅₉	0.0968 ²² ₅₉	0.1085 ²⁵ ₅₈	0.1201
56	0.0127 ³ ₆₄	0.0253 ⁶ ₆₄	0.0382 ⁸ ₆₃	0.0508 ¹¹ ₆₃	0.0634 ¹⁴ ₆₂	0.0760 ¹⁶ ₆₂	0.0881 ¹⁹ ₆₁	0.1008 ²² ₆₁	0.1130 ²⁵ ₆₁	0.1251
54	0.0132 ³ ₆₆	0.0264 ⁶ ₆₆	0.0396 ⁸ ₆₅	0.0523 ¹¹ ₆₅	0.0650 ¹⁴ ₆₄	0.0789 ¹⁶ ₆₄	0.0918 ¹⁹ ₆₃	0.1047 ²² ₆₃	0.1174 ²⁵ ₆₃	0.1300
52	0.0137 ³ ₆₈	0.0274 ⁶ ₆₈	0.0410 ⁸ ₆₈	0.0546 ¹¹ ₆₈	0.0682 ¹⁴ ₆₇	0.0817 ¹⁶ ₆₇	0.0951 ¹⁹ ₆₇	0.1085 ²² ₆₆	0.1217 ²⁵ ₆₅	0.1348
0.50	0.0141 ² ₇₁	0.0283 ⁵ ₇₁	0.0424 ⁷ ₇₀	0.0561 ⁹ ₇₀	0.0705 ¹¹ ₇₀	0.0844 ¹⁴ ₇₀	0.0983 ¹⁶ ₆₉	0.1122 ¹⁹ ₆₉	0.1259 ²² ₆₈	0.1395
48	0.0146 ² ₇₃	0.0291 ⁵ ₇₃	0.0437 ⁷ ₇₃	0.0582 ⁹ ₇₂	0.0727 ¹¹ ₇₂	0.0871 ¹⁴ ₇₂	0.1015 ¹⁶ ₇₁	0.1157 ¹⁹ ₇₁	0.1299 ²² ₇₀	0.1440
46	0.0150 ² ₇₅	0.0300 ⁵ ₇₅	0.0450 ⁷ ₇₅	0.0599 ⁹ ₇₅	0.0748 ¹¹ ₇₄	0.0897 ¹⁴ ₇₄	0.1045 ¹⁶ ₇₃	0.1192 ¹⁹ ₇₃	0.1339 ²² ₇₃	0.1485
44	0.0154 ² ₇₇	0.0308 ⁵ ₇₇	0.0462 ⁷ ₇₇	0.0616 ⁹ ₇₇	0.0769 ¹¹ ₇₆	0.0922 ¹⁴ ₇₆	0.1074 ¹⁶ ₇₅	0.1226 ¹⁹ ₇₅	0.1377 ²² ₇₅	0.1528
42	0.0158 ² ₇₉	0.0316 ⁵ ₇₉	0.0474 ⁷ ₇₉	0.0631 ⁹ ₇₉	0.0789 ¹¹ ₇₉	0.0946 ¹⁴ ₇₈	0.1102 ¹⁶ ₇₈	0.1259 ¹⁹ ₇₇	0.1414 ²² ₇₇	0.1569
0.40	0.0162 ² ₈₁	0.0324 ⁵ ₈₁	0.0485 ⁷ ₈₁	0.0647 ⁹ ₈₁	0.0808 ¹¹ ₈₁	0.0969 ¹⁴ ₈₀	0.1130 ¹⁶ ₈₀	0.1290 ¹⁹ ₈₀	0.1450 ²² ₈₀	0.1609
38	0.0165 ² ₈₃	0.0331 ⁵ ₈₃	0.0496 ⁷ ₈₃	0.0661 ⁹ ₈₃	0.0826 ¹¹ ₈₂	0.0991 ¹⁴ ₈₂	0.1156 ¹⁶ ₈₂	0.1320 ¹⁹ ₈₂	0.1484 ²² ₈₂	0.1648

τ	$t - 0.02$	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.20
36	0.0169 ² ₈₄	0.0338 ⁵ ₈₄	0.0507 ⁷ ₈₄	0.0675 ⁹ ₈₄	0.0844 ¹¹ ₈₄	0.1012 ¹⁴ ₈₄	0.1181 ¹⁶ ₈₃	0.1349 ¹⁹ ₈₃	0.1517 ²² ₈₃	0.1685
34	0.0172 ² ₈₆	0.0344 ⁵ ₈₆	0.0516 ⁷ ₈₅	0.0689 ⁹ ₈₅	0.0861 ¹¹ ₈₅	0.1033 ¹⁴ ₈₅	0.1205 ¹⁶ ₈₄	0.1377 ¹⁹ ₈₄	0.1548 ²² ₈₃	0.1720
32	0.0175 ² ₈₈	0.0351 ⁵ ₈₈	0.0526 ⁷ ₈₈	0.0701 ⁹ ₈₈	0.0877 ¹¹ ₈₈	0.1052 ¹⁴ ₈₈	0.1227 ¹⁶ ₈₈	0.1403 ¹⁹ ₈₈	0.1578 ²² ₈₈	0.1754
0.30	0.0178 ² ₈₉	0.0356 ⁵ ₈₉	0.0535 ⁷ ₈₉	0.0713 ⁹ ₈₉	0.0892 ¹¹ ₈₉	0.1070 ¹⁴ ₈₉	0.1249 ¹⁶ ₈₉	0.1428 ¹⁹ ₈₉	0.1607 ²² ₈₉	0.1786
28	0.0181 ² ₉₁	0.0362 ⁵ ₉₁	0.0543 ⁷ ₉₁	0.0724 ⁹ ₉₁	0.0906 ¹¹ ₉₁	0.1087 ¹⁴ ₉₁	0.1269 ¹⁶ ₉₁	0.1451 ¹⁹ ₉₁	0.1633 ²² ₉₁	0.1816
26	0.0184 ² ₉₂	0.0367 ⁵ ₉₂	0.0551 ⁷ ₉₂	0.0735 ⁹ ₉₂	0.0919 ¹¹ ₉₂	0.1103 ¹⁴ ₉₂	0.1288 ¹⁶ ₉₂	0.1473 ¹⁹ ₉₂	0.1658 ²² ₉₂	0.1844
24	0.0186 ² ₉₃	0.0372 ⁵ ₉₃	0.0558 ⁷ ₉₃	0.0745 ⁹ ₉₃	0.0931 ¹¹ ₉₃	0.1118 ¹⁴ ₉₃	0.1305 ¹⁶ ₉₃	0.1493 ¹⁹ ₉₃	0.1682 ²² ₉₃	0.1871
22	0.0188 ² ₉₄	0.0376 ⁵ ₉₄	0.0565 ⁷ ₉₄	0.0754 ⁹ ₉₄	0.0943 ¹¹ ₉₄	0.1132 ¹⁴ ₉₄	0.1322 ¹⁶ ₉₄	0.1512 ¹⁹ ₉₄	0.1703 ²² ₉₄	0.1895
0.20	0.0190 ² ₉₅	0.0381 ⁵ ₉₅	0.0571 ⁷ ₉₅	0.0762 ⁹ ₉₅	0.0953 ¹¹ ₉₅	0.1145 ¹⁴ ₉₅	0.1337 ¹⁶ ₉₅	0.1530 ¹⁹ ₉₅	0.1723 ²² ₉₅	0.1918
18	0.0192 ² ₉₆	0.0384 ⁵ ₉₆	0.0577 ⁷ ₉₆	0.0769 ⁹ ₉₆	0.0963 ¹¹ ₉₆	0.1156 ¹⁴ ₉₆	0.1350 ¹⁶ ₉₆	0.1545 ¹⁹ ₉₆	0.1741 ²² ₉₆	0.1938
16	0.0194 ² ₉₇	0.0388 ⁵ ₉₇	0.0582 ⁷ ₉₇	0.0776 ⁹ ₉₇	0.0971 ¹¹ ₉₇	0.1167 ¹⁴ ₉₇	0.1363 ¹⁶ ₉₇	0.1560 ¹⁹ ₉₇	0.1758 ²² ₉₇	0.1957
14	0.0195 ² ₉₈	0.0391 ⁵ ₉₈	0.0586 ⁷ ₉₈	0.0782 ⁹ ₉₈	0.0979 ¹¹ ₉₈	0.1176 ¹⁴ ₉₈	0.1374 ¹⁶ ₉₈	0.1572 ¹⁹ ₉₈	0.1772 ²² ₉₈	0.1973
12	0.0197 ² ₉₈	0.0393 ⁵ ₉₈	0.0590 ⁷ ₉₈	0.0787 ⁹ ₉₈	0.0985 ¹¹ ₉₈	0.1184 ¹⁴ ₉₈	0.1383 ¹⁶ ₉₈	0.1583 ¹⁹ ₉₈	0.1785 ²² ₉₈	0.1987
0.10	0.0198 ² ₉₉	0.0395 ⁵ ₉₉	0.0593 ⁷ ₉₉	0.0792 ⁹ ₉₉	0.0991 ¹¹ ₉₉	0.1190 ¹⁴ ₉₉	0.1391 ¹⁶ ₉₉	0.1593 ¹⁹ ₉₉	0.1795 ²² ₉₉	0.2000
08	0.0198 ² ₉₉	0.0397 ⁵ ₉₉	0.0596 ⁷ ₉₉	0.0795 ⁹ ₉₉	0.0995 ¹¹ ₉₉	0.1196 ¹⁴ ₉₉	0.1398 ¹⁶ ₉₉	0.1600 ¹⁹ ₉₉	0.1804 ²² ₉₉	0.2010
06	0.0199 ² ₁₀₀	0.0398 ⁵ ₁₀₀	0.0598 ⁷ ₁₀₀	0.0798 ⁹ ₁₀₀	0.0999 ¹¹ ₁₀₀	0.1200 ¹⁴ ₁₀₀	0.1403 ¹⁶ ₁₀₀	0.1606 ¹⁹ ₁₀₀	0.1811 ²² ₁₀₀	0.2017
04	0.0200 ² ₁₀₀	0.0399 ⁵ ₁₀₀	0.0599 ⁷ ₁₀₀	0.0800 ⁹ ₁₀₀	0.1001 ¹¹ ₁₀₀	0.1203 ¹⁴ ₁₀₀	0.1406 ¹⁶ ₁₀₀	0.1611 ¹⁹ ₁₀₀	0.1816 ²² ₁₀₀	0.2023
02	0.0200 ² ₁₀₀	0.0400 ⁵ ₁₀₀	0.0600 ⁷ ₁₀₀	0.0801 ⁹ ₁₀₀	0.1003 ¹¹ ₁₀₀	0.1205 ¹⁴ ₁₀₀	0.1408 ¹⁶ ₁₀₀	0.1613 ¹⁹ ₁₀₀	0.1817 ²² ₁₀₀	0.2026
0.00	0.0200 ² ₁₀₀	0.0400 ⁵ ₁₀₀	0.0601 ⁷ ₁₀₀	0.0802 ⁹ ₁₀₀	0.1003 ¹¹ ₁₀₀	0.1206 ¹⁴ ₁₀₀	0.1409 ¹⁶ ₁₀₀	0.1614 ¹⁹ ₁₀₀	0.1820 ²² ₁₀₀	0.2027

r		t = 0,22	0,24	0,26	0,28	0,30	0,32	0,34	0,36	0,38	0,40
1,00	61	0,1379 ⁶⁰	0,1500 ⁶⁰	0,1619 ⁵⁹	0,1738 ⁵⁹	0,1855 ⁵⁸	0,1972 ⁵⁷	0,2088 ⁵⁷	0,2200 ⁵⁶	0,2312 ⁵⁵	0,2422
98	61 ⁰	1378 ⁰ ₆₀	1493 ⁰ ₆₀	1619 ⁰ ₅₉	1737 ⁰ ₅₉	1855 ⁰ ₅₈	1971 ⁰ ₅₇	2086 ⁰ ₅₇	2199 ⁰ ₅₆	2311 ⁰ ₅₅	2422
96	61 ¹	1376 ¹ ₆₀	1497 ¹ ₆₀	1617 ¹ ₅₉	1735 ¹ ₅₉	1853 ¹ ₅₈	1969 ¹ ₅₇	2083 ¹ ₅₇	2197 ¹ ₅₆	2309 ¹ ₅₅	2419
94	61 ²	1373 ² ₆₀	1494 ² ₆₀	1613 ² ₅₉	1732 ² ₅₉	1849 ² ₅₈	1965 ² ₅₇	2070 ² ₅₇	2193 ² ₅₆	2305 ² ₅₅	2415
92	61 ³	1369 ³ ₆₀	1489 ³ ₆₀	1609 ³ ₅₉	1727 ³ ₅₉	1841 ³ ₅₈	1960 ³ ₅₇	2074 ³ ₅₇	2188 ³ ₅₆	2299 ³ ₅₅	2410
0,90	60 ³	0,1364 ³ ₆₀	0,1484 ³ ₅₉	0,1603 ³ ₅₉	0,1721 ³ ₅₈	0,1837 ³ ₅₈	0,1953 ³ ₅₇	0,2067 ³ ₅₇	0,2181 ³ ₅₆	0,2292 ³ ₅₅	0,2403
88	60 ⁴	1357 ⁴ ₆₀	1477 ⁴ ₅₉	1595 ⁴ ₅₈	1713 ⁴ ₅₈	1829 ⁴ ₅₇	1945 ⁴ ₅₇	2059 ⁴ ₅₆	2172 ⁴ ₅₆	2284 ⁴ ₅₅	2394
86	60 ⁵	1349 ⁵ ₆₀	1468 ⁵ ₅₉	1587 ⁵ ₅₈	1704 ⁵ ₅₈	1820 ⁵ ₅₇	1935 ⁵ ₅₇	2049 ⁵ ₅₆	2162 ⁵ ₅₆	2273 ⁵ ₅₅	2384
84	60 ⁶	1310 ⁶ ₅₉	1459 ⁶ ₅₉	1576 ⁶ ₅₈	1693 ⁶ ₅₈	1809 ⁶ ₅₇	1921 ⁶ ₅₇	2038 ⁶ ₅₆	2150 ⁶ ₅₆	2262 ⁶ ₅₅	2372
82	59 ⁶	1330 ⁶ ₅₉	1448 ⁶ ₅₉	1565 ⁶ ₅₈	1681 ⁶ ₅₈	1797 ⁶ ₅₇	1911 ⁶ ₅₇	2024 ⁶ ₅₆	2137 ⁶ ₅₆	2248 ⁶ ₅₅	2358
0,80	59 ⁶	0,1319 ⁶ ₅₉	0,1436 ⁶ ₅₈	0,1552 ⁶ ₅₈	0,1668 ⁶ ₅₇	0,1783 ⁶ ₅₇	0,1897 ⁶ ₅₇	0,2010 ⁶ ₅₆	0,2122 ⁶ ₅₆	0,2233 ⁶ ₅₅	0,2343
78	58 ⁶	1306 ⁶ ₅₈	1423 ⁷ ₅₈	1538 ⁷ ₅₈	1653 ⁷ ₅₇	1767 ⁸ ₅₇	1881 ⁸ ₅₆	1991 ⁸ ₅₆	2105 ⁸ ₅₅	2216 ⁸ ₅₅	2326
76	58 ⁷	1292 ⁷ ₅₈	1408 ⁷ ₅₇	1523 ⁸ ₅₇	1637 ⁸ ₅₇	1751 ⁸ ₅₆	1863 ⁹ ₅₆	1976 ⁹ ₅₆	2087 ⁹ ₅₅	2197 ⁹ ₅₅	2307
74	57 ⁷	1277 ⁸ ₅₇	1392 ⁸ ₅₇	1506 ⁸ ₅₇	1619 ⁹ ₅₆	1732 ⁹ ₅₆	1844 ¹⁰ ₅₆	1956 ¹⁰ ₅₅	2067 ¹⁰ ₅₅	2177 ¹⁰ ₅₅	2286
72	57 ⁸	1261 ⁸ ₅₇	1375 ⁹ ₅₇	1488 ⁹ ₅₆	1600 ¹⁰ ₅₆	1712 ¹⁰ ₅₆	1824 ¹⁰ ₅₆	1935 ¹¹ ₅₅	2045 ¹¹ ₅₅	2155 ¹¹ ₅₅	2264
0,70	56 ⁸	0,1244 ⁹ ₅₆	0,1356 ⁹ ₅₆	0,1468 ¹⁰ ₅₆	0,1580 ¹⁰ ₅₆	0,1691 ¹¹ ₅₅	0,1802 ¹¹ ₅₅	0,1912 ¹¹ ₅₅	0,2022 ¹² ₅₅	0,2131 ¹² ₅₄	0,2240
68	56 ⁹	1225 ⁹ ₅₆	1336 ¹⁰ ₅₆	1447 ¹¹ ₅₆	1557 ¹¹ ₅₅	1668 ¹² ₅₅	1778 ¹² ₅₅	1887 ¹² ₅₅	1997 ¹³ ₅₄	2105 ¹³ ₅₄	2214

66	55 ⁹	1206 ¹⁰ ₅₅	1315 ¹⁰ ₅₅	1425 ¹¹ ₅₅	1534 ¹² ₅₅	1643 ¹² ₅₅	1752 ¹³ ₅₄	1861 ¹³ ₅₄	1970 ¹⁴ ₅₄	2078 ¹⁴ ₅₄	2186
64	54 ¹⁰	1185 ¹⁰ ₅₄	1293 ¹¹ ₅₄	1401 ¹² ₅₄	1509 ¹³ ₅₄	1617 ¹³ ₅₄	1725 ¹⁴ ₅₄	1833 ¹⁴ ₅₄	1941 ¹⁴ ₅₄	2048 ¹⁵ ₅₄	2156
62	53 ¹⁰	1163 ¹¹ ₅₃	1269 ¹² ₅₃	1376 ¹³ ₅₃	1482 ¹³ ₅₃	1589 ¹⁴ ₅₃	1696 ¹⁴ ₅₃	1803 ¹⁵ ₅₃	1910 ¹⁵ ₅₃	2017 ¹⁶ ₅₃	2124
0,60	52 ¹¹	0,1139 ¹² ₅₂	0,1244 ¹² ₅₂	0,1349 ¹³ ₅₃	0,1454 ¹⁴ ₅₃	0,1560 ¹⁵ ₅₃	0,1665 ¹⁵ ₅₃	0,1771 ¹⁶ ₅₃	0,1877 ¹⁶ ₅₃	0,1983 ¹⁷ ₅₃	0,2090
58	51 ¹¹	1115 ¹² ₅₁	1218 ¹³ ₅₂	1321 ¹⁴ ₅₂	1425 ¹⁵ ₅₂	1529 ¹⁶ ₅₂	1633 ¹⁶ ₅₂	1738 ¹⁷ ₅₃	1843 ¹⁷ ₅₃	1948 ¹⁸ ₅₃	2053
56	51 ¹²	1089 ¹³ ₅₁	1190 ¹⁴ ₅₁	1292 ¹⁵ ₅₁	1394 ¹⁶ ₅₂	1496 ¹⁶ ₅₂	1599 ¹⁷ ₅₂	1702 ¹⁸ ₅₂	1806 ¹⁸ ₅₂	1910 ¹⁹ ₅₂	2015
54	49 ¹²	1063 ¹³ ₅₀	1162 ¹⁴ ₅₀	1261 ¹⁵ ₅₀	1361 ¹⁶ ₅₀	1462 ¹⁷ ₅₁	1563 ¹⁸ ₅₁	1665 ¹⁹ ₅₁	1768 ¹⁹ ₅₂	1871 ²⁰ ₅₂	1975
52	48 ¹³	1035 ¹⁴ ₄₈	1132 ¹⁵ ₄₉	1229 ¹⁶ ₄₉	1327 ¹⁷ ₄₉	1426 ¹⁸ ₅₀	1526 ¹⁹ ₅₀	1626 ²⁰ ₅₁	1727 ²⁰ ₅₁	1829 ²¹ ₅₁	1932
0,50	47 ¹³	0,1006 ¹⁴ ₄₇	0,1100 ¹⁶ ₄₈	0,1196 ¹⁷ ₄₈	0,1292 ¹⁸ ₄₉	0,1389 ¹⁹ ₄₉	0,1486 ²⁰ ₄₉	0,1585 ²¹ ₅₀	0,1685 ²¹ ₅₀	0,1785 ²² ₅₁	0,1887
48	46 ¹⁴	0976 ¹⁵ ₄₆	1068 ¹⁶ ₄₇	1161 ¹⁷ ₄₇	1255 ¹⁹ ₄₇	1350 ²⁰ ₄₈	1445 ²¹ ₄₈	1542 ²¹ ₄₉	1640 ²² ₄₉	1739 ²¹ ₅₀	1839
46	44 ¹⁴	0945 ¹⁵ ₄₅	1034 ¹⁷ ₄₅	1125 ¹⁸ ₄₆	1216 ¹⁹ ₄₆	1309 ²⁰ ₄₇	1403 ²¹ ₄₇	1497 ²² ₄₈	1593 ²³ ₄₉	1691 ²⁴ ₄₉	1789
44	43 ¹⁵	0912 ¹⁶ ₄₄	0999 ¹⁷ ₄₄	1087 ¹⁹ ₄₅	1176 ²⁰ ₄₅	1266 ²¹ ₄₆	1358 ²² ₄₆	1451 ²³ ₄₇	1545 ²⁴ ₄₈	1640 ²⁵ ₄₈	1737
42	42 ¹⁵	0879 ¹⁷ ₄₂	0963 ¹⁹ ₄₃	1048 ¹⁹ ₄₃	1135 ²¹ ₄₄	1222 ²² ₄₅	1311 ²³ ₄₅	1402 ²⁴ ₄₆	1494 ²⁵ ₄₆	1587 ²⁷ ₄₇	1682
0,40	40 ¹⁶	0,0845 ¹⁷ ₄₁	0,0926 ¹⁹ ₄₁	0,1008 ²⁰ ₄₂	0,1092 ²² ₄₃	0,1177 ²³ ₄₃	0,1263 ²⁴ ₄₄	0,1351 ²⁵ ₄₅	0,1441 ²⁷ ₄₅	0,1532 ²⁸ ₄₆	0,1624
38	39 ¹⁶	0809 ¹⁸ ₃₉	0888 ¹⁹ ₄₀	0967 ²¹ ₄₀	1048 ²² ₄₁	1130 ²⁴ ₄₂	1213 ²⁵ ₄₃	1298 ²⁶ ₄₄	1385 ²⁸ ₄₄	1474 ²⁹ ₄₅	1564
36	37 ¹⁷	0773 ¹⁸ ₃₈	0848 ²⁰ ₃₉	0924 ²¹ ₃₉	1002 ²³ ₄₀	1081 ²⁴ ₄₀	1162 ²⁶ ₄₁	1244 ²⁷ ₄₃	1328 ²⁹ ₄₃	1414 ³⁰ ₄₄	1502
34	35 ¹⁷	0736 ¹⁹ ₃₆	0808 ²⁰ ₃₆	0880 ²² ₃₇	0955 ²⁴ ₃₈	1031 ²⁵ ₃₉	1108 ²⁷ ₄₀	1188 ²⁸ ₄₁	1269 ³⁰ ₄₂	1352 ³¹ ₄₃	1437
32	34 ¹⁷	0698 ¹⁹ ₃₄	0766 ²¹ ₃₅	0835 ²³ ₃₅	0906 ²⁴ ₃₆	0979 ²⁶ ₃₇	1053 ²⁸ ₃₈	1129 ²⁹ ₃₉	1207 ³¹ ₄₀	1287 ³² ₄₁	1369
0,30	32 ¹⁸	0,0659 ²⁰ ₃₂	0,0723 ²¹ ₃₃	0,0789 ²³ ₃₄	0,0857 ²⁵ ₃₅	0,0926 ²⁷ ₃₅	0,0996 ²⁸ ₃₇	0,1069 ³⁰ ₃₇	0,1144 ³² ₃₈	0,1220 ³⁴ ₃₉	0,1299

x

τ	$t = 0,22$	0,24	0,26	0,28	0,30	0,32	0,34	0,35	0,33	0,40
28	0519 ²⁰ 31 30	0680 ²² 31 22	0742 ²⁴ 32 24	0906 ²⁵ 33 26	0971 ²⁷ 34 23	0938 ²⁹ 34 33	1007 ³¹ 35 34	1078 ³³ 36 31	1151 ³⁵ 38 35	1226
26	0578 ²⁹ 21 20	0635 ²⁹ 22 23	0694 ³⁰ 24 25	0754 ³¹ 26 27	0815 ³² 28 29	0878 ³³ 30 31	0943 ³⁴ 32 33	1010 ³⁵ 34 35	1080 ³⁶ 37 38	1151
24	0537 ²⁷ 21 20	0590 ²⁷ 23 24	0645 ²⁸ 25 26	0700 ²⁹ 27 28	0758 ³⁰ 29 30	0817 ³¹ 30 31	0878 ³¹ 31 32	0941 ³² 32 33	1026 ³⁴ 34 35	1073
22	0495 ²⁵ 21 20	0544 ²⁵ 23 24	0594 ²⁶ 25 26	0646 ²⁷ 27 28	0699 ²⁸ 29 30	0754 ²⁹ 31 32	0811 ³⁰ 32 33	0870 ³¹ 33 34	0930 ³² 34 35	0993
0,20	0,0452 ²³	0,0197 ²³	0,0543 ²⁴	0,0591 ²⁵	0,0610 ²⁵	0,0690 ²⁶	0,0743 ²⁷	0,0797 ²⁷	0,0853 ²⁹	0,0911
18	0408 ²⁰ 20 20	0449 ²¹ 21 21	0491 ²² 21 22	0535 ²³ 23 23	0579 ²⁴ 24 24	0615 ²⁵ 25 25	0673 ²⁶ 26 26	0722 ²⁷ 27 27	0773 ²⁷ 27 27	0827
16	0364 ¹⁸ 20 18	0401 ¹⁹ 21 21	0439 ²⁰ 21 22	0477 ²¹ 21 22	0517 ²² 22 22	0559 ²³ 23 23	0601 ²⁴ 24 24	0646 ²⁵ 25 25	0692 ²⁶ 26 26	0740
14	0320 ¹⁶ 20 16	0352 ¹⁷ 21 21	0385 ¹⁸ 21 22	0419 ¹⁹ 21 22	0455 ²⁰ 21 22	0491 ²¹ 21 22	0529 ²² 22 22	0568 ²³ 23 23	0609 ²⁴ 24 24	0652
12	0275 ¹⁴ 20 14	0303 ¹⁵ 21 21	0331 ¹⁶ 21 22	0361 ¹⁷ 21 22	0391 ¹⁸ 21 22	0423 ¹⁹ 21 22	0455 ²⁰ 21 22	0490 ²¹ 21 22	0525 ²² 22 22	0562
0,10	0,0230 ¹²	0,0153 ¹²	0,0277 ¹²	0,0302 ¹³	0,0317 ¹³	0,0354 ¹⁴	0,0391 ¹⁴	0,0410 ¹⁵	0,0439 ¹⁵	0,0471
08	0184 ⁹ 21 9	0203 ¹⁰ 21 10	0222 ¹⁰ 22 10	0242 ¹¹ 22 10	0262 ¹¹ 22 11	0281 ¹¹ 23 11	0306 ¹² 23 12	0329 ¹³ 23 13	0353 ¹³ 23 13	0378
06	0138 ⁷ 21 7	0152 ⁷ 23 7	0167 ⁷ 24 7	0182 ⁸ 24 8	0197 ⁸ 24 9	0213 ⁸ 25 8	0230 ⁹ 25 9	0247 ⁹ 25 10	0265 ¹⁰ 25 10	0285
04	0092 ⁵ 21 5	0102 ⁵ 23 5	0111 ⁵ 25 5	0121 ⁶ 25 6	0132 ⁶ 25 6	0142 ⁶ 26 6	0151 ⁶ 26 6	0165 ⁶ 26 6	0177 ⁶ 26 6	0190
02	0046 ² 21 2	0051 ² 23 2	0056 ² 25 2	0061 ³ 25 3	0065 ³ 25 3	0071 ³ 26 3	0077 ³ 26 3	0083 ³ 26 3	0089 ³ 26 3	0095
0,00	0,0000 ⁰	0,0000								

y

τ	$t = 0,22$	0,24	0,26	0,28	0,30	0,32	0,34	0,36	0,38	0,40
1,00	0,0000 ⁰	0,0000								
98	0066 ³³ 30 3	0071 ³³ 35 3	0077 ³³ 38 3	0082 ⁴¹ 41 2	0086 ⁴³ 43 2	0091 ⁴⁵ 45 2	0096 ⁴⁸ 48 2	0100 ⁵⁰ 50 2	0104 ⁵² 52 2	0108
96	0132 ³³ 30 6	0143 ³⁵ 35 5	0153 ³⁸ 38 5	0163 ⁴¹ 41 5	0173 ⁴³ 43 5	0182 ⁴⁵ 45 5	0191 ⁴⁸ 48 4	0200 ⁵⁰ 50 4	0209 ⁵² 52 4	0217
94	0198 ³³ 30 8	0214 ³⁵ 35 8	0229 ³⁸ 38 8	0245 ⁴¹ 41 7	0259 ⁴³ 43 7	0273 ⁴⁵ 45 7	0287 ⁴⁸ 48 7	0300 ⁵⁰ 50 6	0313 ⁵² 52 6	0325
92	0263 ³³ 30 11	0285 ³⁵ 35 11	0306 ³⁸ 38 10	0326 ⁴¹ 41 10	0346 ⁴³ 43 9	0364 ⁴⁵ 45 9	0383 ⁴⁸ 48 9	0400 ⁵⁰ 50 8	0417 ⁵² 52 8	0433
0,90	0,0329 ¹³	0,0356 ¹³	0,0382 ¹³	0,0407 ¹²	0,0432 ¹²	0,0455 ¹¹	0,0478 ¹¹	0,0500 ¹¹	0,0521 ¹⁰	0,0542
88	0394 ³³ 30 17	0426 ³⁵ 35 16	0458 ³⁸ 38 15	0488 ⁴¹ 41 15	0518 ⁴³ 43 14	0546 ⁴⁵ 45 14	0574 ⁴⁸ 48 13	0600 ⁵⁰ 50 13	0625 ⁵² 52 12	0650
86	0459 ³³ 30 19	0497 ³⁵ 35 18	0533 ³⁸ 38 18	0569 ⁴¹ 41 17	0603 ⁴³ 43 17	0637 ⁴⁵ 45 16	0669 ⁴⁸ 48 15	0700 ⁵⁰ 50 15	0729 ⁵² 52 14	0758
84	0524 ³² 30 22	0567 ³⁵ 35 21	0609 ³⁸ 38 20	0649 ⁴¹ 41 20	0689 ⁴³ 43 19	0727 ⁴⁵ 45 18	0764 ⁴⁸ 48 18	0799 ⁵⁰ 50 17	0833 ⁵² 52 16	0866
82	0588 ³² 30 25	0637 ³⁵ 35 24	0684 ³⁸ 38 23	0730 ⁴¹ 41 22	0774 ⁴³ 43 22	0817 ⁴⁵ 45 21	0859 ⁴⁸ 48 20	0899 ⁵⁰ 50 19	0937 ⁵² 52 18	0974
0,80	0,0652 ²⁷	0,0706 ²⁶	0,0758 ²⁵	0,0809 ²⁴	0,0859 ²⁴	0,0907 ²³	0,0953 ²²	0,0998 ²²	0,1041 ²¹	0,1082
78	0716 ³² 30 29	0775 ³⁴ 34 29	0833 ³⁷ 37 28	0889 ⁴⁰ 40 27	0943 ⁴² 42 26	0996 ⁴⁵ 45 26	1047 ⁴⁷ 47 25	1097 ⁵⁰ 50 24	1144 ⁵² 52 23	1190
76	0779 ³² 30 33	0843 ³⁴ 34 32	0906 ³⁷ 37 31	0968 ⁴⁰ 40 30	1027 ⁴² 42 29	1085 ⁴⁵ 45 28	1141 ⁴⁷ 47 27	1195 ⁵⁰ 50 26	1248 ⁵² 52 25	1298
74	0841 ³¹ 30 36	0911 ³³ 33 34	0980 ³⁶ 36 33	1046 ³⁹ 39 32	1111 ⁴² 42 31	1174 ⁴⁴ 44 31	1235 ⁴⁷ 47 29	1294 ⁵⁰ 50 28	1351 ⁵² 52 27	1405
72	0903 ³¹ 30 38	0978 ³³ 33 37	1052 ³⁶ 36 35	1124 ³⁹ 39 35	1194 ⁴² 42 34	1262 ⁴⁴ 44 33	1328 ⁴⁷ 47 31	1392 ⁵⁰ 50 31	1453 ⁵² 52 30	1513

τ	$t = 0.22$	0.24	0.26	0.28	0.30	0.32	0.34	0.35	0.33	0.42
0.70	0.0964 ³¹ ₄₀	0.1045 ³³ ₄₀	0.1124 ³⁵ ₄₀	0.1201 ³⁹ ₃₃	0.1277 ⁴¹ ₃₇	0.1350 ⁴⁴ ₃₈	0.1421 ⁴⁵ ₃₄	0.1482 ⁴⁹ ₃₃	0.1555 ⁵¹ ₃₁	0.1620
68	1025 ³⁰ ₄₃	1111 ³³ ₄₁	1196 ³⁵ ₄₁	1278 ³⁹ ₄₁	1353 ⁴¹ ₃₉	1437 ⁴⁴ ₃₄	1513 ⁴⁶ ₃₇	1587 ⁴⁹ ₃₆	1633 ⁵¹ ₃₄	1727
66	1035 ³¹ ₄₅	1176 ³³ ₄₅	1266 ³⁵ ₄₅	1354 ³⁸ ₄₂	1440 ⁴¹ ₄₂	1523 ⁴³ ₄₃	1604 ⁴⁵ ₃₉	1683 ⁴⁸ ₄₄	1760 ⁵¹ ₄₁	1843
64	1144 ³⁰ ₄₈	1241 ³² ₄₉	1336 ³⁵ ₄₆	1429 ³⁸ ₄₆	1520 ⁴¹ ₄₄	1609 ⁴³ ₄₃	1695 ⁴⁵ ₄₂	1779 ⁴⁸ ₄₁	1861 ⁵¹ ₃₉	1940
62	1202 ²⁹ ₅₁	1304 ³² ₅₀	1405 ³⁴ ₄₇	1503 ³⁷ ₄₈	1599 ⁴¹ ₄₇	1694 ⁴² ₄₆	1785 ⁴⁵ ₄₅	1874 ⁴⁸ ₄₅	1961 ⁵¹ ₄₂	2045
0.60	0.1250 ²⁹ ₅₄	0.1357 ³¹ ₅₃	0.1473 ³⁴ ₅₂	0.1576 ³⁷ ₅₁	0.1678 ⁴⁰ ₅₀	0.1777 ⁴² ₄₉	0.1875 ⁴⁵ ₄₇	0.1969 ⁴⁷ ₄₈	0.2061 ⁴⁹ ₄₅	0.2150
58	1316 ²⁴ ₅₄	1428 ²⁴ ₅₁	1540 ²⁵ ₅₃	1649 ²⁴ ₅₄	1756 ²³ ₅₂	1860 ²² ₅₁	1963 ²¹ ₅₀	2063 ²⁰ ₄₉	2160 ¹⁹ ₄₈	2255
56	1371 ²³ ₅₈	1489 ²³ ₅₈	1605 ²³ ₅₇	1720 ²² ₅₆	1832 ²¹ ₅₅	1942 ²⁰ ₅₄	2050 ¹⁹ ₅₃	2156 ¹⁸ ₅₂	2259 ¹⁷ ₅₁	2359
54	1425 ²⁷ ₆₂	1548 ²⁷ ₆₁	1670 ²⁷ ₆₀	1793 ²⁶ ₅₉	1908 ²⁵ ₅₈	2023 ²⁴ ₅₇	2137 ²³ ₅₆	2248 ²² ₅₅	2356 ²¹ ₅₄	2462
52	1478 ²⁵ ₆₄	1607 ²⁵ ₆₃	1733 ²⁵ ₆₁	1859 ²⁴ ₆₀	1982 ²³ ₅₉	2103 ²² ₅₈	2222 ²¹ ₅₇	2338 ²⁰ ₅₆	2452 ¹⁹ ₅₅	2564
0.50	0.1530 ²⁸ ₆₇	0.1663 ²⁸ ₆₈	0.1795 ³¹ ₆₅	0.1926 ³⁴ ₆₄	0.2054 ³⁷ ₆₃	0.2181 ⁴⁰ ₆₂	0.2305 ⁴² ₆₁	0.2428 ⁴⁵ ₆₀	0.2548 ⁴⁸ ₅₉	0.2665
48	1580 ²⁵ ₆₉	1719 ²⁵ ₆₉	1856 ²⁵ ₆₈	1992 ²⁴ ₆₇	2126 ²³ ₆₆	2259 ²² ₆₅	2389 ²¹ ₆₄	2516 ²⁰ ₆₃	2641 ¹⁹ ₆₂	2765
46	1629 ²² ₇₂	1773 ²² ₇₁	1915 ²² ₇₀	2056 ²¹ ₆₉	2196 ²⁰ ₆₈	2333 ¹⁹ ₆₇	2469 ¹⁸ ₆₆	2603 ¹⁷ ₆₅	2734 ¹⁶ ₆₄	2863
44	1677 ²⁴ ₇₄	1826 ²⁴ ₇₄	1973 ²⁴ ₇₃	2119 ²³ ₇₂	2264 ²² ₇₁	2407 ²¹ ₇₀	2548 ²⁰ ₆₉	2689 ¹⁹ ₆₈	2825 ¹⁸ ₆₇	2960
42	1723 ²³ ₇₇	1876 ²³ ₇₆	2029 ²³ ₇₆	2180 ²² ₇₅	2330 ²¹ ₇₄	2478 ²⁰ ₇₃	2626 ¹⁹ ₇₂	2774 ¹⁸ ₇₁	2914 ¹⁷ ₇₀	3056
0.40	0.1768 ²² ₇₉	0.1926 ²⁵ ₇₉	0.2083 ²⁷ ₇₈	0.2239 ³⁰ ₇₈	0.2394 ³² ₇₇	0.2548 ³⁵ ₇₆	0.2701 ³⁸ ₇₆	0.2852 ⁴¹ ₇₅	0.3002 ⁴⁴ ₇₄	0.3149
38	1811 ²² ₈₁	1973 ²¹ ₈₁	2135 ²¹ ₈₁	2296 ²⁰ ₈₀	2457 ¹⁹ ₈₀	2616 ¹⁸ ₇₉	2774 ¹⁷ ₇₉	2931 ¹⁶ ₇₈	3087 ¹⁵ ₇₇	3241

36	1852 ²¹ ₈₄	2019 ²³ ₈₃	2186 ²⁵ ₈₃	2352 ²⁸ ₈₃	2517 ³⁰ ₈₂	2682 ³³ ₈₂	2845 ³⁵ ₈₁	3008 ³⁸ ₈₀	3169 ⁴¹ ₈₀	3330
34	1892 ²⁰ ₈₆	2063 ²² ₈₆	2234 ²⁴ ₈₅	2405 ²⁷ ₈₅	2575 ²⁹ ₈₅	2745 ³² ₈₄	2914 ³⁴ ₈₄	3082 ³⁷ ₈₃	3250 ⁴⁰ ₈₃	3416
32	1929 ¹⁹ ₈₈	2105 ²¹ ₈₈	2280 ²³ ₈₈	2455 ²⁵ ₈₈	2630 ²⁸ ₈₇	2815 ³⁰ ₈₇	2980 ³³ ₈₇	3154 ³⁶ ₈₇	3327 ³⁹ ₈₆	3500
0.30	0.1565 ¹⁸ ₉₀	0.2144 ²⁰ ₉₀	0.2324 ²² ₉₀	0.2504 ²⁴ ₉₁	0.2683 ²⁷ ₉₀	0.2863 ²⁹ ₉₀	0.3043 ³² ₉₀	0.3222 ³⁴ ₉₀	0.3402 ³⁷ ₈₉	0.3530
28	1999 ¹⁷ ₉₂	2182 ¹⁹ ₉₂	2366 ²¹ ₉₂	2549 ²³ ₉₂	2734 ²⁵ ₉₂	2918 ²⁸ ₉₂	3103 ³⁰ ₉₂	3283 ³³ ₉₃	3473 ³⁵ ₉₃	3658
26	2031 ¹⁵ ₉₃	2217 ¹⁸ ₉₄	2405 ²⁰ ₉₄	2593 ²² ₉₄	2781 ²⁴ ₉₄	2970 ²⁶ ₉₅	3160 ²⁹ ₉₅	3350 ³¹ ₉₅	3540 ³⁴ ₉₄	3731
24	2060 ¹² ₉₅	2251 ¹⁷ ₉₆	2442 ¹⁹ ₉₅	2633 ²⁰ ₉₆	2826 ²² ₉₇	3019 ²⁵ ₉₇	3213 ²⁷ ₉₈	3409 ²⁹ ₉₈	3605 ³² ₉₇	3801
22	2088 ¹⁴ ₉₇	2281 ¹⁵ ₉₇	2476 ¹⁷ ₉₃	2671 ¹⁹ ₉₈	2867 ²¹ ₉₉	3065 ²³ ₉₉	3264 ²⁵ ₁₀₀	3463 ²⁷ ₁₀₁	3665 ³⁰ ₁₀₁	3867
0.20	0.2133 ¹³ ₉₈	0.2310 ¹⁴ ₉₉	0.2507 ¹⁶ ₉₈	0.2706 ¹⁷ ₁₀₀	0.2906 ¹⁹ ₁₀₁	0.3107 ²¹ ₁₀₁	0.3310 ²³ ₁₀₂	0.3514 ²⁶ ₁₀₃	0.3720 ²⁸ ₁₀₄	0.3928
18	2136 ¹² ₁₀₀	2335 ¹³ ₁₀₀	2536 ¹⁴ ₁₀₁	2738 ¹⁵ ₁₀₂	2941 ¹⁸ ₁₀₃	3146 ¹⁹ ₁₀₃	3353 ²¹ ₁₀₄	3561 ²³ ₁₀₅	3772 ²⁶ ₁₀₆	3984
16	2157 ¹⁰ ₁₀₁	2359 ¹² ₁₀₂	2562 ¹³ ₁₀₂	2766 ¹⁴ ₁₀₃	2973 ¹⁶ ₁₀₄	3181 ¹⁸ ₁₀₅	3391 ¹⁹ ₁₀₆	3604 ²¹ ₁₀₇	3818 ²³ ₁₀₉	4036
14	2176 ⁹ ₁₀₂	2379 ¹⁰ ₁₀₃	2585 ¹² ₁₀₃	2792 ¹³ ₁₀₅	3001 ¹⁴ ₁₀₆	3212 ¹⁶ ₁₀₇	3426 ¹⁷ ₁₀₈	3642 ¹⁹ ₁₀₉	3860 ²¹ ₁₁₁	4081
12	2192 ⁸ ₁₀₃	2397 ⁹ ₁₀₄	2605 ¹⁰ ₁₀₅	2814 ¹¹ ₁₀₆	3026 ¹² ₁₀₇	3240 ¹⁴ ₁₀₈	3456 ¹⁵ ₁₀₉	3675 ¹⁷ ₁₁₁	3897 ¹⁸ ₁₁₃	4112
0.10	0.2205 ⁷ ₁₀₄	0.2413 ⁸ ₁₀₅	0.2622 ⁹ ₁₀₆	0.2833 ⁹ ₁₀₇	0.3047 ¹¹ ₁₀₈	0.3253 ¹² ₁₀₉	0.3482 ¹³ ₁₁₁	0.3703 ¹⁴ ₁₁₂	0.3928 ¹⁶ ₁₁₄	0.4156
08	2217 ⁶ ₁₀₄	2425 ⁶ ₁₀₅	2636 ⁷ ₁₀₆	2849 ⁸ ₁₀₈	3064 ⁹ ₁₀₉	3282 ¹⁰ ₁₁₀	3513 ¹¹ ₁₁₂	3727 ¹² ₁₁₄	3954 ¹³ ₁₁₆	4185
06	2225 ⁴ ₁₀₅	2435 ⁵ ₁₀₆	2647 ⁵ ₁₀₇	2861 ⁶ ₁₀₈	3078 ⁷ ₁₁₀	3297 ⁸ ₁₁₁	3519 ⁹ ₁₁₃	3745 ¹⁰ ₁₁₅	3974 ¹¹ ₁₁₇	4207
04	2232 ³ ₁₀₅	2442 ⁴ ₁₀₆	2655 ⁴ ₁₀₈	2870 ⁵ ₁₀₉	3087 ⁵ ₁₁₀	3308 ⁵ ₁₁₂	3531 ⁶ ₁₁₄	3758 ⁷ ₁₁₅	3989 ⁷ ₁₁₇	4223
02	2235 ² ₁₀₆	2446 ² ₁₀₇	2659 ² ₁₀₈	2875 ³ ₁₀₉	3093 ³ ₁₁₁	3314 ³ ₁₁₂	3539 ⁴ ₁₁₄	3766 ⁴ ₁₁₆	3998 ⁴ ₁₁₈	4233
0.00	0.2237 ¹ ₁₀₆	0.2448 ¹ ₁₀₇	0.2661 ¹ ₁₀₈	0.2877 ¹ ₁₀₉	0.3095 ¹ ₁₁₁	0.3316 ¹ ₁₁₂	0.3541 ¹ ₁₁₄	0.3769 ¹ ₁₁₆	0.4001 ² ₁₁₈	0.4237

τ	$f = 0,42$	0,44	0,46	0,48	0,50	0,52	0,54	0,56	0,58	0,60
1,00	0,2531 64	0,2639 53	0,2745 52	0,2849 51	0,2952 61	0,3053 50	0,3152 49	0,3250 48	0,3346 47	0,3440
98	2531 54	2638 53	2744 52	2848 51	2951 51	3052 50	3151 49	3249 48	3345 47	3440
96	2528 51	2636 53	2742 52	2846 51	2949 51	3050 50	3149 49	3247 48	3343 47	3438
94	2524 54	2632 53	2738 52	2842 51	2945 51	3046 50	3146 49	3244 48	3340 47	3435
92	2519 54	2626 53	2732 52	2837 51	2940 51	3041 50	3141 49	3239 48	3335 47	3430
0,90	0,2512 64	0,2619 53	0,2725 52	0,2830 52	0,2933 51	0,3034 50	0,3134 49	0,3232 48	0,3329 48	0,3424
88	2503 54	2610 53	2717 52	2821 52	2924 51	3026 50	3126 49	3224 48	3321 48	3417
86	2493 54	2600 53	2706 52	2811 52	2914 51	3016 50	3116 49	3215 48	3312 48	3408
84	2481 54	2588 53	2694 52	2799 52	2903 51	3005 50	3105 49	3204 48	3302 48	3398
82	2467 54	2574 53	2681 52	2786 52	2889 51	2993 50	3093 49	3192 48	3290 48	3386
0,80	0,2452 54	0,2559 53	0,2666 53	0,2771 52	0,2874 51	0,2977 51	0,3078 50	0,3178 49	0,3276 48	0,3373
78	2431 54	2542 53	2648 52	2754 52	2858 51	2961 51	3062 50	3162 49	3261 48	3359
76	2416 54	2523 53	2630 52	2735 52	2839 51	2942 51	3044 50	3145 49	3244 48	3342
74	2395 54	2502 53	2609 52	2715 52	2819 51	2923 51	3025 50	3126 49	3226 48	3324
72	2372 54	2480 53	2586 52	2692 52	2797 51	2901 51	3003 50	3105 49	3205 48	3305
0,70	0,2348 54	0,2455 53	0,2562 52	0,2668 52	0,2773 52	0,2877 52	0,2980 51	0,3082 51	0,3183 50	0,3283
68	2322 54	2429 53	2536 52	2641 52	2747 51	2851 51	2955 51	3057 51	3159 50	3260

τ	0,60	0,50	0,40	0,30
66	0,2196 17	0,2196 53	0,2196 92	0,2196 14
64	2196 17	2196 53	2196 92	2196 14
62	2183 51	2183 53	2183 92	2183 14
0,60	0,2183 51	0,2183 53	0,2183 92	0,2183 14
58	2159 53	2159 53	2159 92	2159 14
56	2120 19	2120 53	2120 92	2120 14
54	2079 52	2079 53	2079 92	2079 14
52	2035 52	2035 52	2035 92	2035 14
0,50	0,1989 23	0,1989 52	0,1989 92	0,1989 14
48	1940 21	1940 51	1940 92	1940 14
46	1889 51	1889 51	1889 92	1889 14
44	1835 50	1835 51	1835 92	1835 14
42	1778 49	1778 49	1778 92	1778 14
0,40	0,1719 48	0,1719 48	0,1719 92	0,1719 14
38	1657 47	1657 47	1657 92	1657 14
36	1592 46	1592 46	1592 92	1592 14
34	1524 45	1524 45	1524 92	1524 14
32	1454 44	1454 44	1454 92	1454 14
0,30	0,1380 37	0,1380 42	0,1380 92	0,1380 14
66	2293 14	2293 52	2293 92	2293 14
64	2263 53	2263 53	2263 92	2263 14
62	2231 53	2231 53	2231 92	2231 14
0,60	0,2196 17	0,2196 53	0,2196 92	0,2196 14
58	2159 53	2159 53	2159 92	2159 14
56	2120 19	2120 53	2120 92	2120 14
54	2079 52	2079 53	2079 92	2079 14
52	2035 52	2035 52	2035 92	2035 14
0,50	0,1989 23	0,1989 52	0,1989 92	0,1989 14
48	1940 21	1940 51	1940 92	1940 14
46	1889 51	1889 51	1889 92	1889 14
44	1835 50	1835 51	1835 92	1835 14
42	1778 49	1778 49	1778 92	1778 14
0,40	0,1719 48	0,1719 48	0,1719 92	0,1719 14
38	1657 47	1657 47	1657 92	1657 14
36	1592 46	1592 46	1592 92	1592 14
34	1524 45	1524 45	1524 92	1524 14
32	1454 44	1454 44	1454 92	1454 14
0,30	0,1380 37	0,1380 42	0,1380 92	0,1380 14
66	2613 53	2613 53	2613 92	2613 14
64	2582 53	2582 53	2582 92	2582 14
62	2550 53	2550 53	2550 92	2550 14
0,60	0,2515 53	0,2515 53	0,2515 92	0,2515 14
58	2477 53	2477 53	2477 92	2477 14
56	2437 53	2437 53	2437 92	2437 14
54	2394 53	2394 53	2394 92	2394 14
52	2349 53	2349 53	2349 92	2349 14
0,50	0,2301 53	0,2301 53	0,2301 92	0,2301 14
48	2250 53	2250 53	2250 92	2250 14
46	2196 52	2196 52	2196 92	2196 14
44	2138 52	2138 52	2138 92	2138 14
42	2078 52	2078 52	2078 92	2078 14
0,40	0,2014 32	0,2014 61	0,2014 92	0,2014 14
38	1946 34	1946 34	1946 92	1946 14
36	1875 36	1875 36	1875 92	1875 14
34	1801 37	1801 37	1801 92	1801 14
32	1722 48	1722 48	1722 92	1722 14
0,30	0,1640 41	0,1640 46	0,1640 92	0,1640 14
66	2719 52	2719 52	2719 92	2719 14
64	2688 53	2688 53	2688 92	2688 14
62	2655 53	2655 53	2655 92	2655 14
0,60	0,2620 53	0,2620 53	0,2620 92	0,2620 14
58	2583 53	2583 53	2583 92	2583 14
56	2543 53	2543 53	2543 92	2543 14
54	2500 53	2500 53	2500 92	2500 14
52	2455 53	2455 53	2455 92	2455 14
0,50	0,2406 24	0,2406 53	0,2406 92	0,2406 14
48	2355 53	2355 53	2355 92	2355 14
46	2300 53	2300 53	2300 92	2300 14
44	2242 53	2242 53	2242 92	2242 14
42	2181 52	2181 52	2181 92	2181 14
0,40	0,2116 33	0,2116 62	0,2116 92	0,2116 14
38	2047 34	2047 34	2047 92	2047 14
36	1975 35	1975 35	1975 92	1975 14
34	1898 38	1898 38	1898 92	1898 14
32	1817 49	1817 49	1817 92	1817 14
0,30	0,1733 42	0,1733 48	0,1733 92	0,1733 14
66	2823 52	2823 52	2823 92	2823 14
64	2793 52	2793 52	2793 92	2793 14
62	2761 52	2761 52	2761 92	2761 14
0,60	0,2726 17	0,2726 53	0,2726 92	0,2726 14
58	2689 53	2689 53	2689 92	2689 14
56	2649 53	2649 53	2649 92	2649 14
54	2606 53	2606 53	2606 92	2606 14
52	2561 53	2561 53	2561 92	2561 14
0,50	0,2513 21	0,2513 53	0,2513 92	0,2513 14
48	2461 53	2461 53	2461 92	2461 14
46	2406 53	2406 53	2406 92	2406 14
44	2348 53	2348 53	2348 92	2348 14
42	2286 53	2286 53	2286 92	2286 14
0,40	0,2220 33	0,2220 53	0,2220 92	0,2220 14
38	2150 53	2150 53	2150 92	2150 14
36	2076 52	2076 52	2076 92	2076 14
34	1998 39	1998 39	1998 92	1998 14
32	1915 51	1915 51	1915 92	1915 14
0,30	0,1828 41	0,1828 51	0,1828 92	0,1828 14
66	3030 14	3030 51	3030 92	3030 14
64	3001 15	3001 51	3001 92	3001 14
62	2970 16	2970 52	2970 92	2970 14
0,60	0,2936 17	0,2936 52	0,2936 92	0,2936 14
58	2900 53	2900 53	2900 92	2900 14
56	2861 19	2861 53	2861 92	2861 14
54	2819 21	2819 53	2819 92	2819 14
52	2775 51	2775 51	2775 92	2775 14
0,50	0,2727 21	0,2727 51	0,2727 92	0,2727 14
48	2676 25	2676 54	2676 92	2676 14
46	2621 54	2621 54	2621 92	2621 14
44	2563 29	2563 55	2563 92	2563 14
42	2500 55	2500 55	2500 92	2500 14
0,40	0,2434 33	0,2434 55	0,2434 92	0,2434 14
38	2363 55	2363 55	2363 92	2363 14
36	2287 55	2287 55	2287 92	2287 14
34	2206 54	2206 54	2206 92	2206 14
32	2121 54	2121 54	2121 92	2121 14
0,30	0,2029 46	0,2029 53	0,2029 92	0,2029 14

τ		$t = 0,42$	0,44	0,46	0,48	0,50	0,52	0,54	0,56	0,58	0,60
28	31	1304 ³⁸	1384 ⁴⁰	1468 ⁴¹	1554 ⁴³	1644 ⁴⁵	1736 ⁴⁶	1833 ⁴⁷	1933 ⁴⁸	2037 ⁴⁹	2145
26	33	1225 ⁴⁰	1302 ⁴¹	1381 ⁴³	1464 ⁴⁵	1550 ⁴⁷	1640 ⁴⁹	1733 ⁵⁰	1830 ⁵¹	1935 ⁵³	2037
24	35	1143 ⁴¹	1216 ⁴³	1292 ⁴⁵	1370 ⁴⁷	1452 ⁴⁹	1538 ⁵¹	1628 ⁵³	1722 ⁵⁴	1820 ⁵⁶	1923
22	37	1059 ⁴²	1127 ⁴⁴	1198 ⁴⁷	1273 ⁴⁹	1350 ⁵¹	1432 ⁵³	1517 ⁵⁵	1607 ⁵⁷	1702 ⁵⁹	1801
0,20	41	0,0072 ⁴³	0,1035 ⁴⁶	0,1102 ⁴⁹	0,1171 ⁵¹	0,1244 ⁵³	0,1321 ⁵⁵	0,1401 ⁵⁸	0,1487 ⁶¹	0,1576 ⁶³	0,1672
18	42	0882 ⁴⁵	0941 ⁴⁷	1002 ⁵⁰	1066 ⁵³	1134 ⁵⁶	1205 ⁵⁹	1280 ⁶¹	1360 ⁶³	1444 ⁶⁶	1534
16	43	0791 ⁴⁶	0844 ⁴⁹	0909 ⁵¹	0977 ⁵⁴	1049 ⁵⁷	1084 ⁶⁰	1154 ⁶³	1227 ⁶⁶	1305 ⁷⁰	1389
14	44	0697 ⁴⁷	0744 ⁵⁰	0793 ⁵³	0846 ⁵⁶	0902 ⁵⁹	0960 ⁶²	1022 ⁶⁶	1088 ⁶⁹	1160 ⁷³	1236
12	45	0601 ⁴⁹	0642 ⁵¹	0685 ⁵⁴	0731 ⁵⁸	0779 ⁶¹	0831 ⁶⁴	0886 ⁶⁷	0945 ⁷²	1008 ⁷⁶	1075
0,10	46	0,0504 ⁴⁹	0,0538 ⁵²	0,0575 ⁵⁵	0,0613 ⁵⁹	0,0655 ⁶²	0,0698 ⁶⁶	0,0745 ⁷⁰	0,0796 ⁷⁵	0,0850 ⁷⁹	0,0908
08	48	0105 ⁴⁹	0433 ⁵³	0462 ⁵⁶	0494 ⁶⁰	0527 ⁶⁴	0563 ⁶⁸	0601 ⁷²	0642 ⁷⁷	0687 ⁸²	0735
06	47	0305 ⁵⁰	0326 ⁵³	0318 ⁵⁷	0372 ⁶¹	0397 ⁶⁵	0424 ⁶⁹	0454 ⁷⁴	0485 ⁷⁹	0519 ⁸⁴	0556
04	47	0204 ⁵¹	0218 ⁵⁴	0233 ⁵⁸	0249 ⁶²	0266 ⁶⁶	0284 ⁷⁰	0304 ⁷⁵	0325 ⁸⁰	0348 ⁸⁵	0373
02	47	0102 ⁵¹	0109 ⁵⁴	0117 ⁵⁸	0125 ⁶²	0133 ⁶⁶	0142 ⁷¹	0152 ⁷⁶	0163 ⁸¹	0175 ⁸⁷	0187
0,00	49	0,0000 ⁵¹	0,0000 ⁵⁵	0,0000 ⁵⁸	0,0000 ⁶²	0,0000 ⁶⁷	0,0000 ⁷¹	0,0000 ⁷⁶	0,0000 ⁸²	0,0000 ⁸⁷	0,0000

τ		$t = 0,42$	0,44	0,46	0,48	0,50	0,52	0,54	0,56	0,58	0,60
1,00	0	0,0000 ⁰	0,0000								
98	54	0112 ⁵⁶	0116 ⁵⁸	0119 ⁶⁰	0123 ⁶¹	0126 ⁶³	0129 ⁶⁴	0131 ⁶⁶	0134 ⁶⁷	0136 ⁶⁸	0139
96	54	0224 ⁵⁶	0232 ⁵⁸	0239 ⁶⁰	0245 ⁶¹	0251 ⁶³	0257 ⁶⁴	0263 ⁶⁶	0268 ⁶⁷	0273 ⁶⁸	0277
94	54	0337 ⁵⁶	0347 ⁵⁸	0358 ⁶⁰	0368 ⁶¹	0377 ⁶³	0386 ⁶⁴	0394 ⁶⁶	0402 ⁶⁷	0409 ⁶⁸	0416
92	54	0449 ⁵⁶	0463 ⁵⁸	0477 ⁶⁰	0491 ⁶¹	0503 ⁶³	0515 ⁶⁴	0526 ⁶⁶	0536 ⁶⁷	0546 ⁶⁸	0555
0,90	54	0,0561 ⁵⁶	0,0579 ⁵⁸	0,0597 ⁶⁰	0,0613 ⁶¹	0,0629 ⁶³	0,0644 ⁶⁵	0,0658 ⁶⁶	0,0671 ⁶⁷	0,0683 ⁶⁹	0,0695
88	54	0673 ⁵⁶	0695 ⁵⁸	0716 ⁶⁰	0736 ⁶¹	0755 ⁶³	0773 ⁶⁵	0790 ⁶⁶	0806 ⁶⁷	0821 ⁶⁹	0834
86	54	0785 ⁵⁶	0811 ⁵⁸	0836 ⁶⁰	0859 ⁶²	0882 ⁶³	0903 ⁶⁵	0922 ⁶⁶	0941 ⁶⁸	0958 ⁶⁹	0975
84	54	0897 ⁵⁶	0927 ⁵⁸	0956 ⁶⁰	0983 ⁶²	1008 ⁶³	1032 ⁶⁵	1055 ⁶⁶	1077 ⁶⁸	1097 ⁶⁹	1115
82	54	1010 ⁵⁶	1043 ⁵⁸	1076 ⁶⁰	1106 ⁶²	1135 ⁶³	1162 ⁶⁵	1188 ⁶⁷	1213 ⁶⁸	1235 ⁶⁹	1257
0,80	54	0,1122 ⁵⁶	0,1159 ⁵⁸	0,1195 ⁶⁰	0,1230 ⁶²	0,1262 ⁶⁴	0,1293 ⁶⁵	0,1322 ⁶⁷	0,1349 ⁶⁸	0,1375 ⁷⁰	0,1399
78	54	1234 ⁵⁶	1276 ⁵⁸	1316 ⁶⁰	1354 ⁶²	1390 ⁶⁴	1424 ⁶⁵	1456 ⁶⁷	1486 ⁶⁹	1515 ⁷⁰	1541
76	54	1346 ⁵⁶	1392 ⁵⁸	1436 ⁶⁰	1478 ⁶²	1517 ⁶⁴	1555 ⁶⁶	1591 ⁶⁷	1624 ⁶⁹	1656 ⁷⁰	1685
74	54	1458 ⁵⁶	1508 ⁵⁸	1556 ⁶⁰	1602 ⁶²	1646 ⁶⁴	1687 ⁶⁶	1726 ⁶⁸	1763 ⁶⁹	1797 ⁷¹	1830
72	54	1570 ⁵⁶	1624 ⁵⁸	1677 ⁶⁰	1727 ⁶²	1774 ⁶⁴	1819 ⁶⁶	1862 ⁶⁸	1902 ⁷⁰	1940 ⁷¹	1975

τ		$t = 0,42$	0,44	0,46	0,48	0,50	0,52	0,54	0,55	0,58	0,60
0,70	54 31	0,1682 ⁵⁵ ₃₀	0,1741 ⁵⁸ ₂₉	0,1797 ⁶⁰ ₂₇	0,1851 ⁶² ₂₆	0,1903 ⁶⁴ ₂₄	0,1952 ⁶⁵ ₂₃	0,1993 ⁶⁸ ₂₂	0,2042 ⁷⁰ ₂₁	0,2083 ⁷³ ₁₉	0,2122
68	53 33	1793 ⁵⁶ ₃₂	1857 ⁵⁸ ₃₁	1918 ⁶⁰ ₂₉	1976 ⁶³ ₂₈	2032 ⁶⁵ ₂₇	2085 ⁶⁷ ₂₅	2135 ⁶⁹ ₂₄	2183 ⁷⁰ ₂₂	2227 ⁷³ ₂₁	2269
66	53 36	1904 ⁵⁶ ₃₄	1973 ⁵⁸ ₃₃	2039 ⁶⁰ ₃₁	2101 ⁶³ ₃₀	2161 ⁶⁵ ₂₉	2219 ⁶⁷ ₂₇	2273 ⁶⁹ ₂₆	2324 ⁷¹ ₂₄	2373 ⁷³ ₂₃	2418
64	53 38	2016 ⁵⁶ ₃₇	2089 ⁵⁸ ₃₅	2159 ⁶⁰ ₃₄	2227 ⁶³ ₃₂	2291 ⁶⁵ ₃₁	2353 ⁶⁷ ₂₉	2411 ⁶⁹ ₂₈	2467 ⁷¹ ₂₆	2519 ⁷³ ₂₅	2568
62	53 41	2126 ⁵⁵ ₃₉	2205 ⁵⁸ ₃₈	2280 ⁶⁰ ₃₆	2352 ⁶³ ₃₅	2421 ⁶⁵ ₃₃	2487 ⁶⁷ ₃₁	2550 ⁶⁹ ₃₀	2610 ⁷¹ ₂₈	2666 ⁷³ ₂₇	2720
0,60	53 43	0,2237 ⁵³ ₄₂	0,2320 ⁵⁸ ₄₀	0,2401 ⁶⁰ ₃₉	0,2478 ⁶³ ₃₇	0,2552 ⁶⁵ ₃₅	0,2623 ⁶⁸ ₃₄	0,2690 ⁷¹ ₃₂	0,2754 ⁷³ ₃₀	0,2815 ⁷⁴ ₂₉	0,2872
58	52 46	2347 ⁵⁵ ₄₁	2435 ⁵⁸ ₄₃	2521 ⁶⁰ ₄₁	2603 ⁶³ ₄₀	2683 ⁶⁵ ₃₈	2758 ⁶⁸ ₃₆	2831 ⁷⁰ ₃₄	2899 ⁷³ ₃₃	2965 ⁷⁵ ₃₁	3026
56	52 49	2456 ⁵⁵ ₄₇	2550 ⁵⁷ ₄₆	2641 ⁶⁰ ₄₄	2729 ⁶³ ₄₂	2813 ⁶⁵ ₄₁	2891 ⁶⁸ ₃₉	2972 ⁷¹ ₃₇	3045 ⁷³ ₃₅	3116 ⁷⁵ ₃₃	3182
54	52 51	2565 ⁵⁴ ₅₁	2664 ⁵⁷ ₄₈	2761 ⁶⁰ ₄₇	2854 ⁶³ ₄₅	2944 ⁶⁵ ₄₃	3031 ⁶⁸ ₄₁	3113 ⁷¹ ₃₉	3192 ⁷³ ₃₇	3267 ⁷⁶ ₃₆	3339
52	51 54	2672 ⁵⁴ ₅₃	2778 ⁵⁷ ₅₁	2880 ⁶⁰ ₅₀	2979 ⁶³ ₄₈	3075 ⁶⁵ ₄₆	3167 ⁶⁸ ₄₄	3255 ⁷¹ ₄₂	3340 ⁷⁴ ₄₀	3421 ⁷⁷ ₃₈	3497
0,50	51 57	0,2779 ⁵³ ₅₆	0,2891 ⁵⁶ ₅₄	0,2999 ⁵⁹ ₅₃	0,3104 ⁶² ₅₁	0,3206 ⁶⁵ ₄₉	0,3304 ⁶⁸ ₄₇	0,3398 ⁷¹ ₄₅	0,3488 ⁷⁴ ₄₃	0,3575 ⁷⁷ ₄₁	0,3657
48	50 60	2885 ⁵³ ₅₉	3003 ⁵⁶ ₅₇	3117 ⁵⁹ ₅₆	3229 ⁶² ₅₄	3336 ⁶⁵ ₅₂	3440 ⁶⁸ ₅₀	3541 ⁷² ₄₈	3637 ⁷⁵ ₄₆	3730 ⁷⁸ ₄₄	3818
46	49 63	2990 ⁵² ₆₂	3114 ⁵⁶ ₆₀	3234 ⁵⁹ ₅₈	3352 ⁶² ₅₇	3466 ⁶⁵ ₅₅	3577 ⁶⁸ ₅₃	3684 ⁷² ₅₁	3787 ⁷⁵ ₄₉	3886 ⁷⁸ ₄₇	3981
44	49 66	3093 ⁵² ₆₅	3223 ⁵⁵ ₆₄	3351 ⁵⁸ ₆₂	3475 ⁶¹ ₆₁	3596 ⁶⁵ ₅₉	3714 ⁶⁸ ₅₇	3827 ⁷² ₅₅	3937 ⁷⁵ ₅₃	4043 ⁷⁸ ₅₁	4144
42	48 70	3195 ⁵¹ ₆₈	3332 ⁵⁴ ₆₇	3466 ⁵⁷ ₆₆	3597 ⁶¹ ₆₄	3725 ⁶⁴ ₆₂	3849 ⁶⁸ ₆₀	3970 ⁷² ₅₈	4087 ⁷⁵ ₅₆	4200 ⁷⁸ ₅₄	4309
0,40	47 73	0,3295 ⁵⁰ ₇₂	0,3438 ⁵³ ₇₀	0,3579 ⁵⁷ ₆₉	0,3717 ⁶⁰ ₆₈	0,3852 ⁶⁴ ₆₆	0,3984 ⁶⁸ ₆₄	0,4113 ⁷¹ ₆₂	0,4238 ⁷⁵ ₆₀	0,4359 ⁷⁷ ₅₈	0,4475
38	46 76	3393 ⁴⁹ ₇₅	3543 ⁵² ₇₄	3691 ⁵⁶ ₇₃	3836 ⁶⁰ ₇₁	3979 ⁶³ ₇₀	4119 ⁶⁷ ₆₈	4255 ⁷¹ ₆₆	4388 ⁷⁵ ₆₄	4517 ⁷⁹ ₆₂	4641

36	45 79	3488 ⁴⁸ ₇₈	3645 ⁵¹ ₇₈	3800 ⁵⁵ ₇₆	3953 ⁵⁹ ₇₅	4104 ⁶² ₇₄	4251 ⁶⁶ ₇₂	4396 ⁷⁰ ₇₁	4537 ⁷⁵ ₆₉	4675 ⁷⁹ ₆₇	4808
34	43 83	3581 ⁴⁷ ₈₂	3745 ⁵⁰ ₈₁	3908 ⁵⁴ ₈₀	4068 ⁵⁷ ₇₉	4226 ⁶¹ ₇₈	4382 ⁶⁵ ₇₇	4535 ⁷⁰ ₇₅	4685 ⁷⁴ ₇₃	4832 ⁷⁹ ₇₁	4975
32	42 86	3672 ⁴⁵ ₈₅	3843 ⁴⁹ ₈₅	4012 ⁵² ₈₄	4180 ⁵⁶ ₈₃	4347 ⁶⁰ ₈₂	4511 ⁶⁴ ₈₁	4673 ⁶⁹ ₈₀	4833 ⁷⁴ ₇₈	4989 ⁷⁸ ₇₆	5141
0,30	40 89	0,3759 ⁴⁴ ₈₉	0,3937 ⁴⁷ ₈₈	0,4114 ⁵¹ ₈₈	0,4290 ⁵⁵ ₈₇	0,4464 ⁵⁹ ₈₇	0,4637 ⁶³ ₈₆	0,4809 ⁶⁸ ₈₄	0,4977 ⁷² ₈₃	0,5144 ⁷⁷ ₈₂	0,5307
28	39 93	3843 ⁴² ₉₂	4028 ⁴⁵ ₉₂	4212 ⁴⁹ ₉₂	4396 ⁵³ ₉₁	4579 ⁵⁷ ₉₁	4760 ⁶² ₉₀	4941 ⁶⁶ ₈₉	5120 ⁷¹ ₈₈	5296 ⁷⁶ ₈₇	5471
26	37 96	3923 ⁴⁰ ₉₆	4114 ⁴³ ₉₆	4306 ⁴⁷ ₉₆	4498 ⁵¹ ₉₅	4689 ⁵⁵ ₉₅	4880 ⁶⁰ ₉₅	5070 ⁶⁵ ₉₅	5259 ⁷⁰ ₉₁	5446 ⁷⁵ ₉₈	5632
24	35 99	3999 ³⁸ ₉₉	4197 ⁴¹ ₉₉	4396 ⁴⁵ ₁₀₀	4595 ⁴⁹ ₁₀₀	4795 ⁵³ ₁₀₀	4995 ⁵⁸ ₁₀₀	5195 ⁶² ₁₀₀	5394 ⁶⁷ ₉₉	5593 ⁷³ ₉₉	5790
22	33 102	4070 ³⁶ ₁₀₂	4275 ³⁹ ₁₀₃	4481 ⁴³ ₁₀₄	4688 ⁴⁷ ₁₀₄	4896 ⁵¹ ₁₀₄	5105 ⁵⁵ ₁₀₅	5314 ⁶⁰ ₁₀₅	5524 ⁶⁵ ₁₀₅	5734 ⁷¹ ₁₀₅	5944
- 0,20	31 105	0,4138 ³⁴ ₁₀₅	0,4348 ³⁶ ₁₀₆	0,4561 ⁴⁰ ₁₀₇	0,4775 ⁴³ ₁₀₈	0,4991 ⁴⁸ ₁₀₉	0,5209 ⁵² ₁₁₀	0,5428 ⁵⁷ ₁₁₀	0,5648 ⁶² ₁₁₁	0,5870 ⁶⁸ ₁₁₁	0,6092
18	28 107	4199 ³⁰ ₁₀₈	4416 ³⁴ ₁₁₀	4635 ³⁷ ₁₁₁	4856 ⁴¹ ₁₁₂	5080 ⁴⁴ ₁₁₃	5307 ⁴⁹ ₁₁₄	5535 ⁵³ ₁₁₅	5765 ⁵⁹ ₁₁₆	5998 ⁶⁴ ₁₁₇	6233
16	26 110	4255 ²⁸ ₁₁₁	4478 ³¹ ₁₁₃	4703 ³⁴ ₁₁₄	4931 ³⁷ ₁₁₆	5162 ⁴¹ ₁₁₇	5396 ⁴⁵ ₁₁₉	5634 ⁵⁰ ₁₂₀	5874 ⁵⁵ ₁₂₂	6118 ⁶⁰ ₁₂₄	6365
14	23 112	4306 ²⁵ ₁₁₄	4533 ²⁸ ₁₁₅	4764 ³¹ ₁₁₇	4998 ³⁴ ₁₁₉	5236 ³⁷ ₁₂₁	5478 ⁴¹ ₁₂₃	5724 ⁴⁵ ₁₂₅	5974 ⁵⁰ ₁₂₇	6229 ⁵⁵ ₁₃₀	6488
12	20 114	4350 ²² ₁₁₆	4532 ²⁵ ₁₁₈	4818 ²⁷ ₁₂₀	5058 ³⁰ ₁₂₂	5302 ³³ ₁₂₄	5551 ³⁷ ₁₂₇	5805 ⁴⁰ ₁₃₀	6064 ⁴⁵ ₁₃₂	6329 ⁵⁰ ₁₃₅	6599
0,10	17 116	0,4388 ¹⁹ ₁₁₈	0,4624 ²¹ ₁₂₀	0,4865 ²³ ₁₂₂	0,5109 ²⁶ ₁₂₅	0,5359 ²⁹ ₁₂₈	0,5614 ³² ₁₃₀	0,5875 ³⁵ ₁₃₃	0,6142 ³⁹ ₁₃₇	0,6416 ⁴⁴ ₁₄₀	0,6696
08	14 117	4420 ¹⁶ ₁₂₀	4659 ¹⁷ ₁₂₂	4903 ¹⁹ ₁₂₅	5152 ²¹ ₁₂₇	5407 ²⁴ ₁₃₀	5667 ²⁶ ₁₃₃	5934 ²⁹ ₁₃₇	6208 ³³ ₁₄₁	6489 ³⁷ ₁₄₅	6779
06	11 119	4445 ¹² ₁₂₁	4687 ¹⁴ ₁₂₄	4934 ¹⁵ ₁₂₆	5186 ¹⁷ ₁₂₉	5444 ¹⁹ ₁₃₂	5709 ²¹ ₁₃₆	5981 ²³ ₁₄₀	6260 ²⁶ ₁₄₄	6548 ²⁹ ₁₄₈	6844
04	8 120	4463 ⁹ ₁₂₂	4706 ¹⁰ ₁₂₅	4955 ¹¹ ₁₂₇	5210 ¹² ₁₃₁	5471 ¹⁴ ₁₃₄	5739 ¹⁵ ₁₃₈	6014 ¹⁷ ₁₄₂	6298 ¹⁹ ₁₄₆	6590 ²¹ ₁₅₁	6892
02	5 120	4473 ⁵ ₁₂₂	4718 ⁶ ₁₂₅	4969 ⁷ ₁₂₈	5225 ⁷ ₁₃₁	5488 ⁸ ₁₃₅	5757 ⁹ ₁₃₉	6035 ¹⁰ ₁₄₃	6321 ¹² ₁₄₈	6616 ¹³ ₁₅₃	6922
0,00	2 120	0,4477 ² ₁₂₃	0,4722 ² ₁₂₅	0,4973 ² ₁₂₈	0,5230 ² ₁₃₂	0,5493 ³ ₁₃₅	0,5763 ³ ₁₃₉	0,6042 ³ ₁₄₃	0,6328 ⁴ ₁₄₈	0,6625 ⁴ ₁₅₃	0,6931

		t = 0,62	0,64	0,66	0,68	0,70	0,72	0,74	0,76	0,78	0,80
1,00	46	0,3533 ⁴⁶	0,3624 ⁴⁵	0,3714 ⁴⁴	0,3802 ⁴³	0,3888 ⁴²	0,3973 ⁴²	0,4056 ⁴¹	0,4137 ⁴⁰	0,4217 ³⁹	0,4296
98	0	3533 ⁰	3624 ⁰	3713 ⁰	3801 ⁰	3888 ⁰	3972 ⁰	4055 ⁰	4137 ⁰	4217 ⁰	4295
96	1	3531 ¹	3622 ¹	3712 ¹	3800 ¹	3886 ¹	3971 ¹	4054 ¹	4136 ¹	4216 ¹	4294
94	2	3528 ²	3619 ²	3709 ²	3797 ²	3883 ²	3968 ²	4052 ²	4134 ²	4214 ²	4293
92	3	3523 ³	3615 ³	3705 ³	3793 ³	3880 ³	3965 ³	4049 ³	4131 ³	4211 ³	4290
0,90	4	0,3517 ⁴	0,3609 ⁴	0,3700 ⁴	0,3788 ⁴	0,3875 ⁴	0,3961 ⁴	0,4045 ⁴	0,4127 ⁴	0,4208 ⁴	0,4287
88	5	3510 ⁵	3603 ⁵	3693 ⁵	3782 ⁵	3870 ⁵	3955 ⁵	4040 ⁵	4122 ⁵	4204 ⁵	4283
86	6	3502 ⁶	3595 ⁶	3686 ⁶	3775 ⁶	3863 ⁶	3949 ⁶	4035 ⁶	4117 ⁶	4199 ⁶	4279
84	7	3492 ⁷	3585 ⁷	3677 ⁷	3767 ⁷	3855 ⁷	3942 ⁷	4027 ⁷	4111 ⁷	4193 ⁷	4273
82	8	3481 ⁸	3575 ⁸	3667 ⁸	3757 ⁸	3846 ⁸	3933 ⁸	4019 ⁸	4103 ⁸	4186 ⁸	4267
0,80	9	0,3469 ⁹	0,3563 ⁹	0,3655 ⁹	0,3746 ⁹	0,3836 ⁹	0,3924 ⁹	0,4010 ⁹	0,4095 ⁹	0,4179 ⁹	0,4261
78	10	3455 ¹⁰	3549 ¹⁰	3642 ¹⁰	3734 ¹⁰	3824 ¹⁰	3913 ¹⁰	4000 ¹⁰	4086 ¹⁰	4170 ¹⁰	4253
76	11	3439 ¹¹	3534 ¹¹	3628 ¹¹	3720 ¹¹	3811 ¹¹	3901 ¹¹	3989 ¹¹	4076 ¹¹	4161 ¹¹	4244
74	12	3422 ¹²	3518 ¹²	3612 ¹²	3705 ¹²	3797 ¹²	3889 ¹²	3977 ¹²	4064 ¹²	4150 ¹²	4235
72	13	3403 ¹³	3499 ¹³	3595 ¹³	3689 ¹³	3782 ¹³	3873 ¹³	3963 ¹³	4051 ¹³	4139 ¹³	4224
0,70	14	0,3382 ¹⁴	0,3479 ¹⁴	0,3576 ¹⁴	0,3671 ¹⁴	0,3765 ¹⁴	0,3857 ¹⁴	0,3948 ¹⁴	0,4038 ¹⁴	0,4126 ¹⁴	0,4213
68	15	3359 ¹⁵	3458 ¹⁵	3555 ¹⁵	3651 ¹⁵	3746 ¹⁵	3839 ¹⁵	3932 ¹⁵	4023 ¹⁵	4112 ¹⁵	4200

66	13	3335 ¹²	3434 ¹²	3532 ¹¹	3630 ¹¹	3726 ¹⁰	3820 ¹⁰	3914 ⁹	4006 ⁸	4097 ⁷	4186
64	14	3308 ¹³	3408 ¹³	3508 ¹²	3606 ¹²	3703 ¹¹	3800 ¹⁰	3894 ⁹	3988 ⁸	4080 ⁷	4171
62	15	3279 ¹⁴	3381 ¹⁴	3481 ¹³	3581 ¹²	3679 ¹¹	3777 ¹⁰	3873 ⁹	3968 ⁸	4062 ⁷	4155
0,60	16	0,3248 ¹⁶	0,3351 ¹⁵	0,3452 ¹⁴	0,3553 ¹⁴	0,3653 ¹³	0,3752 ¹²	0,3850 ¹²	0,3947 ¹¹	0,4042 ¹⁰	0,4137
58	17	3214 ¹⁷	3318 ¹⁶	3421 ¹⁶	3523 ¹⁵	3625 ¹⁴	3725 ¹³	3825 ¹²	3924 ¹¹	4021 ¹⁰	4117
56	18	3178 ¹⁸	3283 ¹⁸	3387 ¹⁷	3491 ¹⁶	3594 ¹⁵	3696 ¹⁴	3798 ¹³	3898 ¹²	3998 ¹¹	4096
54	19	3139 ¹⁹	3245 ¹⁹	3351 ¹⁸	3456 ¹⁷	3561 ¹⁶	3665 ¹⁵	3768 ¹⁴	3871 ¹³	3972 ¹²	4072
52	20	3097 ²⁰	3204 ²⁰	3311 ¹⁹	3418 ¹⁸	3525 ¹⁷	3631 ¹⁶	3736 ¹⁵	3841 ¹⁴	3944 ¹³	4047
0,50	21	0,3052 ²¹	0,3160 ²⁰	0,3269 ¹⁹	0,3377 ¹⁸	0,3486 ¹⁷	0,3594 ¹⁶	0,3701 ¹⁵	0,3808 ¹⁴	0,3914 ¹³	0,4019
48	22	3003 ²²	3113 ²¹	3223 ²⁰	3333 ¹⁹	3443 ¹⁸	3553 ¹⁷	3663 ¹⁶	3773 ¹⁵	3881 ¹⁴	3989
46	23	2950 ²³	3061 ²²	3173 ²¹	3285 ²⁰	3397 ¹⁹	3510 ¹⁸	3622 ¹⁷	3734 ¹⁶	3845 ¹⁵	3956
44	24	2894 ²⁴	3006 ²³	3119 ²²	3233 ²¹	3347 ²⁰	3462 ¹⁹	3577 ¹⁸	3691 ¹⁷	3806 ¹⁶	3920
42	25	2833 ²⁵	2946 ²⁴	3061 ²³	3177 ²²	3293 ²¹	3410 ²⁰	3527 ¹⁹	3645 ¹⁸	3763 ¹⁷	3880
0,40	26	0,2768 ²⁶	0,2882 ²⁵	0,2998 ²⁴	0,3115 ²³	0,3234 ²²	0,3353 ²¹	0,3474 ²⁰	0,3594 ¹⁹	0,3715 ¹⁸	0,3836
38	27	2697 ²⁷	2813 ²⁶	2930 ²⁵	3049 ²⁴	3170 ²³	3292 ²²	3415 ²¹	3539 ²⁰	3663 ¹⁹	3788
36	28	2621 ²⁸	2738 ²⁷	2856 ²⁶	2977 ²⁵	3099 ²⁴	3224 ²³	3350 ²²	3477 ²¹	3605 ²⁰	3735
34	29	2540 ²⁹	2657 ²⁸	2776 ²⁷	2898 ²⁶	3023 ²⁵	3150 ²⁴	3279 ²³	3409 ²²	3542 ²¹	3675
32	30	2452 ³⁰	2569 ²⁹	2689 ²⁸	2813 ²⁷	2939 ²⁶	3068 ²⁵	3200 ²⁴	3335 ²³	3471 ²²	3609
0,30	31	0,2358 ³¹	0,2475 ³⁰	0,2595 ²⁹	0,2720 ²⁸	0,2848 ²⁷	0,2979 ²⁶	0,3114 ²⁵	0,3252 ²⁴	0,3392 ²³	0,3535

τ		$t = 0.62$	0.64	0.66	0.68	0.70	0.72	0.74	0.76	0.78	0.80
28	50 56	2257 ⁵¹ ₅₃	2373 ⁵¹ ₅₉	2493 ⁵¹ ₆₂	2618 ⁵¹ ₆₅	2747 ⁵³ ₆₇	2882 ⁴⁹ ₆₃	3018 ⁴⁸ ₇₁	3159 ⁴⁸ ₇₂	3304 ⁴⁴ ₇₄	3453
26	54 55	2148 ⁵⁴ ₅₈	2263 ⁵⁵ ₆₀	2383 ⁵⁵ ₆₂	2507 ⁵⁵ ₆₅	2637 ⁵⁵ ₆₇	2772 ⁵⁵ ₇₁	2912 ⁵³ ₇₂	3057 ⁵¹ ₇₅	3206 ⁴⁴ ₇₇	3359
24	57 54	2031 ⁵⁸ ₅₇	2144 ⁵⁹ ₅₉	2263 ⁶⁷ ₆₂	2387 ⁶⁹ ₆₅	2517 ⁶⁷ ₆₉	2652 ⁶⁰ ₇₁	2794 ⁵⁹ ₇₄	2942 ⁵⁷ ₇₇	3095 ⁵⁵ ₇₉	3254
22	61 52	1906 ⁶¹ ₅₅	2016 ⁶⁴ ₅₈	2133 ⁶⁵ ₆₁	2255 ⁶¹ ₆₅	2384 ⁶⁵ ₆₈	2520 ⁶⁸ ₇₁	2663 ⁶⁶ ₇₅	2813 ⁶⁴ ₇₈	2970 ⁶³ ₈₂	3134
0.20	65 60	0,1772 ⁶⁷ ₅₃	0,1879 ⁶⁹ ₆₇	0,1992 ⁷⁰ ₆₀	0,2112 ⁷² ₆₁	0,2239 ⁷³ ₆₈	0,2374 ⁷³ ₇₂	0,2517 ⁷³ ₇₈	0,2669 ⁷² ₈₀	0,2828 ⁷¹ ₈₁	0,2997
18	69 48	1630 ⁷¹ ₆₁	1732 ⁷⁴ ₆₁	1840 ⁷⁶ ₆₄	1956 ⁷⁴ ₆₃	2080 ⁷⁹ ₆₄	2213 ⁸¹ ₇₁	2355 ⁸¹ ₇₆	2506 ⁸¹ ₈₁	2668 ⁸⁰ ₈₃	2840
16	71 45	1478 ⁷⁸ ₄₉	1574 ⁷⁹ ₅₁	1677 ⁸² ₅₃	1783 ⁸¹ ₅₃	1907 ⁸⁷ ₆₁	2033 ⁸⁹ ₆₁	2174 ⁹¹ ₇₅	2323 ⁹¹ ₈₁	2485 ⁹¹ ₈₇	2659
14	78 41	1318 ⁸⁰ ₄₁	1406 ⁸⁴ ₄₈	1503 ⁸⁴ ₅₂	1603 ⁹¹ ₅₂	1717 ⁹⁵ ₆₁	1840 ⁹⁸ ₆₇	1973 ¹⁰⁰ ₇₃	2118 ¹⁰³ ₇₉	2277 ¹⁰⁴ ₈₇	2451
12	80 37	1149 ⁸⁵ ₄₀	1228 ⁸⁹ ₄₃	1315 ⁹⁴ ₄₇	1409 ⁹⁴ ₅₂	1512 ¹⁰¹ ₅₇	1626 ¹⁰⁷ ₆₂	1750 ¹¹¹ ₆₉	1888 ¹¹⁵ ₇₅	2041 ¹¹⁸ ₈₅	2210
0.10	84 92	0,0972 ⁸⁷ ₃₅	0,1041 ⁹¹ ₃₃	0,1116 ⁹⁹ ₄₂	0,1199 ¹⁰⁵ ₄₆	0,1291 ¹¹¹ ₅₁	0,1393 ¹¹⁷ ₅₇	0,1506 ¹²² ₆₃	0,1632 ¹²⁹ ₇₁	0,1774 ¹³⁴ ₈₁	0,1931
08	86 23	0787 ⁹² ₃₉	0815 ⁹⁴ ₃₂	0903 ¹⁰⁴ ₃₇	0977 ¹¹¹ ₃₇	1055 ¹¹⁸ ₄₃	1141 ¹²⁶ ₄₇	1239 ¹³¹ ₅₃	1349 ¹⁴² ₆₄	1474 ¹⁵⁰ ₇₂	1618
06	89 20	0596 ⁹³ ₂₂	0611 ¹⁰² ₂₄	0690 ¹⁰⁹ ₂₇	0744 ¹¹⁷ ₃₀	0803 ¹²⁵ ₃₄	0873 ¹³⁴ ₃₇	0951 ¹⁴¹ ₄₁	1039 ¹⁵² ₅₁	1142 ¹⁶³ ₆₀	1261
04	91 14	0400 ⁹⁸ ₁₅	0431 ¹⁰⁵ ₁₇	0464 ¹¹³ ₁₉	0501 ¹²¹ ₂₁	0543 ¹³¹ ₂₄	0591 ¹⁴¹ ₂₇	0645 ¹⁵³ ₃₁	0707 ¹⁶⁶ ₄₁	0780 ¹⁸¹ ₄₃	0866
02	93 7	0201 ¹⁰⁰ ₈	0216 ¹⁰⁷ ₉	0233 ¹¹⁵ ₁₀	0252 ¹²⁵ ₁₁	0274 ¹³⁵ ₁₂	0298 ¹⁴⁶ ₁₄	0326 ¹⁶⁰ ₁₆	0358 ¹⁷³ ₁₇	0396 ¹⁹² ₂₃	0442
0.00	94 0	0,0000 ¹⁰¹ ₀	0,0000 ¹⁰⁸ ₀	0,0000 ¹¹⁷ ₀	0,0000 ¹²⁶ ₀	0,0000 ¹³⁷ ₀	0,0000 ¹⁴⁹ ₀	0,0000 ¹⁶³ ₀	0,0000 ¹⁷⁹ ₀	0,0000 ¹⁹⁸ ₀	0,0000

τ		$t = 0.62$	0.64	0.66	0.68	0.70	0.72	0.74	0.76	0.78	0.80
1.00	0	0,0000 ⁰	0,0000 ⁰	0,0000 ⁰	0,0000 ⁰	0,0000 ⁰	0,0000 ⁰	0,0000 ⁰	0,0000 ⁰	0,0000 ⁰	0,0000
98	69 1	0141 ⁷⁰ ₁	0143 ⁷¹ ₁	0144 ⁷² ₁	0146 ⁷³ ₁	0148 ⁷⁴ ₁	0149 ⁷⁵ ₁	0150 ⁷⁵ ₁	0151 ⁷⁶ ₁	0152 ⁷⁶ ₀	0153
96	69 2	0282 ⁷⁰ ₂	0275 ⁷¹ ₂	0289 ⁷² ₂	0292 ⁷³ ₂	0295 ⁷⁴ ₁	0298 ⁷⁵ ₁	0301 ⁷⁵ ₁	0303 ⁷⁶ ₁	0305 ⁷⁶ ₁	0307
94	69 3	0422 ⁷⁰ ₃	0428 ⁷² ₃	0434 ⁷² ₂	0439 ⁷³ ₂	0443 ⁷⁴ ₂	0447 ⁷⁵ ₂	0451 ⁷⁵ ₂	0455 ⁷⁶ ₂	0458 ⁷⁶ ₁	0460
92	70 4	0564 ⁷¹ ₄	0572 ⁷² ₄	0579 ⁷² ₃	0585 ⁷³ ₃	0592 ⁷⁴ ₃	0597 ⁷⁵ ₃	0602 ⁷⁶ ₂	0607 ⁷⁶ ₂	0611 ⁷⁷ ₂	0614
0.90	70 5	0,0705 ⁷¹ ₅	0,0715 ⁷² ₅	0,0724 ⁷³ ₄	0,0733 ⁷⁴ ₄	0,0740 ⁷⁴ ₄	0,0747 ⁷⁵ ₃	0,0754 ⁷⁵ ₃	0,0759 ⁷⁶ ₃	0,0765 ⁷⁷ ₂	0,0769
88	70 6	0847 ⁷¹ ₆	0859 ⁷² ₆	0870 ⁷³ ₅	0880 ⁷⁴ ₅	0890 ⁷⁵ ₄	0898 ⁷⁵ ₄	0906 ⁷⁶ ₃	0913 ⁷⁷ ₃	0919 ⁷⁷ ₃	0924
86	70 8	0990 ⁷¹ ₇	1004 ⁷² ₇	1017 ⁷³ ₆	1029 ⁷⁴ ₆	1040 ⁷⁵ ₅	1050 ⁷⁶ ₅	1059 ⁷⁶ ₄	1067 ⁷⁷ ₄	1074 ⁷⁸ ₃	1081
84	70 9	1133 ⁷¹ ₈	1149 ⁷³ ₈	1164 ⁷⁴ ₇	1178 ⁷⁵ ₆	1190 ⁷⁶ ₆	1202 ⁷⁶ ₅	1212 ⁷⁷ ₅	1222 ⁷⁸ ₄	1230 ⁷⁸ ₄	1238
82	71 10	1276 ⁷² ₉	1295 ⁷³ ₉	1312 ⁷⁴ ₈	1328 ⁷⁵ ₇	1342 ⁷⁶ ₇	1355 ⁷⁷ ₆	1367 ⁷⁷ ₅	1378 ⁷⁸ ₅	1388 ⁷⁹ ₄	1396
0.80	71 11	0,1421 ⁷² ₁₀	0,1442 ⁷³ ₁₀	0,1461 ⁷⁵ ₉	0,1479 ⁷⁶ ₈	0,1495 ⁷⁶ ₇	0,1510 ⁷⁷ ₇	0,1523 ⁷⁸ ₆	0,1535 ⁷⁹ ₅	0,1546 ⁷⁹ ₅	0,1556
78	71 13	1566 ⁷³ ₁₂	1589 ⁷⁴ ₁₁	1611 ⁷⁵ ₁₀	1631 ⁷⁶ ₉	1649 ⁷⁷ ₈	1665 ⁷⁸ ₈	1680 ⁷⁹ ₇	1694 ⁷⁹ ₆	1706 ⁸⁰ ₅	1717
76	72 14	1713 ⁷³ ₁₃	1738 ⁷⁴ ₁₂	1762 ⁷⁶ ₁₁	1784 ⁷⁷ ₁₀	1804 ⁷⁸ ₉	1822 ⁷⁹ ₈	1839 ⁷⁹ ₈	1854 ⁸⁰ ₇	1868 ⁸¹ ₆	1880
74	72 15	1860 ⁷⁴ ₁₄	1888 ⁷⁵ ₁₃	1914 ⁷⁶ ₁₂	1938 ⁷⁷ ₁₁	1960 ⁷⁸ ₁₀	1931 ⁷⁹ ₉	1999 ⁸⁰ ₈	2016 ⁸¹ ₈	2031 ⁸² ₇	2044
72	73 17	2008 ⁷⁴ ₁₅	2039 ⁷⁶ ₁₄	2068 ⁷⁷ ₁₃	2094 ⁷⁸ ₁₂	2119 ⁷⁹ ₁₁	2141 ⁸⁰ ₁₀	2161 ⁸¹ ₉	2179 ⁸² ₈	2196 ⁸³ ₇	2211

		t = 0,62	0,64	0,66	0,68	0,70	0,72	0,74	0,76	0,78	0,80
0,70	73 18	0,2158 ⁷⁵ ₁₇	0,2192 ⁷⁶ ₁₆	0,2223 ⁷⁸ ₁₄	0,2252 ⁷⁹ ₁₃	0,2278 ⁸⁰ ₁₂	0,2303 ⁸¹ ₁₁	0,2325 ⁸² ₁₀	0,2345 ⁸³ ₉	0,2363 ⁸⁴ ₈	0,2379
68	74 20	2309 ⁷⁵ ₁₈	2345 ⁷⁷ ₁₇	2380 ⁷⁸ ₁₆	2411 ⁸⁰ ₁₅	2440 ⁸¹ ₁₃	2467 ⁸² ₁₂	2491 ⁸³ ₁₁	2513 ⁸⁴ ₁₀	2533 ⁸⁵ ₉	2550
66	74 21	2461 ⁷⁶ ₂₀	2501 ⁷⁸ ₁₉	2538 ⁷⁹ ₁₇	2572 ⁸¹ ₁₆	2604 ⁸² ₁₅	2633 ⁸³ ₁₃	2659 ⁸⁴ ₁₂	2683 ⁸⁵ ₁₁	2705 ⁸⁶ ₁₀	2724
64	75 23	2615 ⁷⁷ ₂₂	2658 ⁷⁸ ₂₁	2698 ⁸⁰ ₁₉	2735 ⁸² ₁₇	2770 ⁸³ ₁₆	2801 ⁸⁴ ₁₄	2830 ⁸⁵ ₁₃	2856 ⁸⁶ ₁₂	2880 ⁸⁷ ₁₀	2901
62	76 25	2770 ⁷⁸ ₂₃	2816 ⁷⁹ ₂₂	2860 ⁸¹ ₂₀	2900 ⁸³ ₁₉	2938 ⁸⁴ ₁₇	2972 ⁸⁵ ₁₆	3003 ⁸⁶ ₁₄	3032 ⁸⁷ ₁₃	3057 ⁸⁸ ₁₁	3080
0,60	76 27	0,2926 ⁷⁸ ₂₅	0,2977 ⁸⁰ ₂₄	0,3024 ⁸² ₂₂	0,3068 ⁸¹ ₂₀	0,3108 ⁸⁵ ₁₉	0,3146 ⁸⁷ ₁₇	0,3180 ⁸⁸ ₁₅	0,3210 ⁸⁹ ₁₄	0,3238 ⁹¹ ₁₂	0,3263
58	77 29	3085 ⁷⁹ ₂₇	3139 ⁸¹ ₂₅	3190 ⁸³ ₂₄	3238 ⁸⁵ ₂₂	3281 ⁸⁷ ₂₀	3322 ⁸⁹ ₁₉	3359 ⁹⁰ ₁₇	3392 ⁹¹ ₁₅	3423 ⁹² ₁₄	3450
56	78 31	3245 ⁸⁰ ₂₉	3303 ⁸² ₂₈	3359 ⁸⁴ ₂₆	3410 ⁸⁶ ₂₄	3457 ⁸⁸ ₂₂	3501 ⁹⁰ ₂₀	3541 ⁹¹ ₁₈	3578 ⁹³ ₁₆	3611 ⁹⁴ ₁₅	3640
54	79 34	3406 ⁸¹ ₃₂	3470 ⁸³ ₃₀	3529 ⁸⁵ ₂₈	3585 ⁸⁷ ₂₆	3636 ⁸⁹ ₂₄	3684 ⁹¹ ₂₂	3727 ⁹³ ₂₀	3767 ⁹⁵ ₁₈	3803 ⁹⁶ ₁₆	3835
52	79 36	3570 ⁸² ₃₄	3638 ⁸⁴ ₃₂	3702 ⁸⁷ ₃₀	3762 ⁸⁹ ₂₈	3818 ⁹¹ ₂₆	3870 ⁹³ ₂₄	3917 ⁹⁵ ₂₂	3960 ⁹⁷ ₂₀	3999 ⁹⁸ ₁₈	4035
0,50	80 39	0,3735 ⁸³ ₃₇	0,3809 ⁸⁵ ₃₅	0,3878 ⁸⁹ ₃₂	0,3943 ⁹⁰ ₃₀	0,4003 ⁹³ ₂₈	0,4059 ⁹⁵ ₂₆	0,4111 ⁹⁷ ₂₄	0,4158 ⁹⁹ ₂₁	0,4200 ¹⁰⁰ ₁₉	0,4238
48	81 43	3902 ⁸⁴ ₄₀	3981 ⁸⁶ ₃₇	4056 ⁸⁹ ₃₅	4126 ⁹² ₃₃	4192 ⁹⁴ ₃₀	4253 ⁹⁷ ₂₈	4308 ⁹⁹ ₂₆	4360 ¹⁰¹ ₂₃	4406 ¹⁰³ ₂₁	4448
46	81 45	4071 ⁸⁴ ₄₃	4156 ⁸⁷ ₄₀	4237 ⁹⁰ ₃₈	4313 ⁹³ ₃₆	4384 ⁹⁶ ₃₃	4450 ⁹⁹ ₃₀	4511 ¹⁰¹ ₂₈	4567 ¹⁰⁴ ₂₅	4617 ¹⁰⁶ ₂₃	4663
44	82 48	4241 ⁸⁵ ₄₆	4333 ⁸⁸ ₄₄	4421 ⁹² ₄₁	4503 ⁹⁵ ₃₈	4580 ⁹⁸ ₃₆	4651 ¹⁰¹ ₃₃	4718 ¹⁰⁴ ₃₀	4779 ¹⁰⁶ ₂₈	4834 ¹⁰⁹ ₂₅	4885
42	82 52	4413 ⁸⁶ ₅₀	4512 ⁹⁰ ₄₇	4607 ⁹³ ₄₅	4696 ⁹⁷ ₄₂	4779 ¹⁰⁰ ₃₉	4858 ¹⁰³ ₃₆	4930 ¹⁰⁶ ₃₃	4997 ¹⁰⁹ ₃₀	5057 ¹¹² ₂₇	5112
0,40	83 56	0,4587 ⁸⁷ ₅₄	0,4694 ⁹¹ ₅₁	0,4795 ⁹⁴ ₄₉	0,4892 ⁹⁸ ₄₅	0,4983 ¹⁰² ₄₃	0,5068 ¹⁰⁵ ₄₀	0,5147 ¹⁰⁹ ₃₇	0,5220 ¹¹² ₃₃	0,5287 ¹¹⁵ ₃₀	0,5348
38	83 60	4761 ⁸⁷ ₅₈	4877 ⁹² ₅₅	4987 ⁹⁶ ₅₂	5091 ¹⁰⁰ ₄₉	5190 ¹⁰⁴ ₄₇	5283 ¹⁰⁸ ₄₃	5370 ¹¹¹ ₄₀	5450 ¹¹⁵ ₃₇	5524 ¹¹⁸ ₃₄	5591

36	83 65	4937 ⁸⁸ ₆₂	5061 ⁹² ₅₀	5181 ⁹⁷ ₅₇	5294 ¹⁰¹ ₅₃	5402 ¹⁰⁶ ₅₁	5503 ¹¹⁰ ₄₈	5598 ¹¹⁴ ₄₄	5686 ¹¹⁸ ₄₁	5768 ¹²² ₃₇	5842
34	83 69	5113 ⁸⁸ ₆₇	5247 ⁹³ ₆₄	5376 ⁹⁸ ₆₂	5500 ¹⁰³ ₅₉	5617 ¹⁰⁸ ₅₆	5728 ¹¹³ ₅₂	5832 ¹¹⁷ ₄₉	5930 ¹²² ₄₅	6020 ¹²⁶ ₄₁	6102
32	83 74	5290 ⁸⁸ ₇₂	5434 ⁹⁴ ₇₀	5574 ⁹⁹ ₆₇	5708 ¹⁰⁴ ₆₄	5836 ¹¹⁰ ₆₁	5958 ¹¹⁵ ₅₇	6073 ¹²⁰ ₅₄	6180 ¹²⁵ ₅₀	6280 ¹³⁰ ₄₆	6371
0,30	83 80	0,5466 ⁸⁹ ₇₈	0,5622 ⁹⁴ ₇₅	0,5773 ⁹⁹ ₇₃	0,5919 ¹⁰⁵ ₇₀	0,6058 ¹¹¹ ₆₇	0,6192 ¹¹⁷ ₆₃	0,6319 ¹²³ ₆₀	0,6438 ¹²⁹ ₅₅	0,6548 ¹³⁴ ₅₁	0,6651
28	82 86	5642 ⁸⁸ ₈₄	5809 ⁹⁴ ₈₂	5972 ¹⁰⁰ ₇₉	6131 ¹⁰⁶ ₇₇	6284 ¹¹³ ₇₃	6431 ¹¹⁹ ₇₀	6570 ¹²⁶ ₆₆	6702 ¹³² ₆₂	6826 ¹³⁹ ₅₇	6941
26	81 92	5815 ⁸⁷ ₉₀	5995 ⁹³ ₈₈	6172 ¹⁰⁰ ₈₆	6344 ¹⁰⁷ ₈₄	6512 ¹¹⁴ ₈₁	6673 ¹²¹ ₇₇	6828 ¹²⁹ ₇₃	6975 ¹³⁵ ₆₉	7113 ¹⁴³ ₆₄	7242
24	79 98	5986 ⁸⁵ ₉₇	6180 ⁹² ₉₅	6371 ⁹⁹ ₉₄	6558 ¹⁰⁷ ₉₁	6741 ¹¹⁵ ₈₉	6918 ¹²³ ₈₆	7090 ¹³¹ ₈₂	7253 ¹³⁹ ₇₈	7409 ¹⁴⁸ ₇₃	7555
22	77 105	6153 ⁸³ ₁₀₄	6361 ⁹¹ ₁₀₃	6567 ⁹⁸ ₁₀₂	6770 ¹⁰⁶ ₁₀₀	6970 ¹¹⁵ ₉₈	7165 ¹²⁴ ₉₅	7355 ¹³³ ₉₂	7538 ¹⁴³ ₈₈	7713 ¹⁵² ₈₃	7879
0,20	74 111	0,6314 ⁸¹ ₁₁₁	0,6537 ⁸⁸ ₁₁₁	0,6759 ⁹⁶ ₁₁₀	0,6979 ¹⁰⁵ ₁₀₉	0,7198 ¹¹⁴ ₁₀₈	0,7413 ¹²⁴ ₁₀₅	0,7624 ¹³⁴ ₁₀₂	0,7828 ¹⁴⁵ ₉₉	0,8026 ¹⁵⁶ ₉₄	0,8214
18	71 118	6469 ⁷⁷ ₁₁₉	6707 ⁸⁵ ₁₁₉	6945 ⁹³ ₁₁₉	7184 ¹⁰² ₁₁₉	7422 ¹¹² ₁₁₈	7658 ¹²³ ₁₁₇	7892 ¹³⁴ ₁₁₅	8121 ¹⁴⁶ ₁₁₂	8344 ¹⁵⁹ ₁₀₈	8559
16	66 125	6616 ⁷³ ₁₂₆	6868 ⁸¹ ₁₂₈	7124 ⁸⁹ ₁₂₉	7381 ⁹⁹ ₁₂₉	7640 ¹⁰⁹ ₁₃₃	7899 ¹²⁰ ₁₂₉	8158 ¹³³ ₁₂₈	8414 ¹⁴⁶ ₁₂₆	8666 ¹⁶¹ ₁₂₃	8912
14	61 132	6751 ⁶⁸ ₁₃₄	7019 ⁷⁵ ₁₃₆	7292 ⁸⁴ ₁₃₈	7568 ⁹³ ₁₄₀	7848 ¹⁰⁴ ₁₄₂	8131 ¹¹⁶ ₁₄₃	8416 ¹²⁹ ₁₄₃	8703 ¹⁴⁴ ₁₄₃	8988 ¹⁶¹ ₁₄₁	9270
12	55 138	6875 ⁶² ₁₄₁	7158 ⁶⁹ ₁₄₄	7446 ⁷⁷ ₁₄₈	7742 ⁸⁷ ₁₅₁	8043 ⁹⁷ ₁₅₄	8351 ¹¹⁰ ₁₅₇	8664 ¹²⁴ ₁₅₉	8982 ¹⁴⁰ ₁₆₁	9303 ¹⁵⁸ ₁₆₁	9625
0,10	49 144	0,6984 ⁵⁵ ₁₄₈	0,7280 ⁶¹ ₁₅₂	0,7585 ⁶⁹ ₁₅₇	0,7898 ⁷⁸ ₁₆₁	0,8220 ⁸⁹ ₁₆₆	0,8552 ¹⁰¹ ₁₇₁	0,8893 ¹¹⁵ ₁₇₅	0,9244 ¹³¹ ₁₈₀	0,9603 ¹⁵⁰ ₁₈₃	0,9970
08	41 149	7077 ⁴⁶ ₁₅₄	7385 ⁵² ₁₅₉	7703 ⁵⁹ ₁₆₅	8033 ⁶⁷ ₁₇₁	8374 ⁷⁷ ₁₇₇	8729 ⁸⁸ ₁₈₄	9097 ¹⁰² ₁₉₁	9480 ¹¹⁸ ₁₉₉	9878 ¹³⁷ ₂₀₇	*0291
06	33 153	7151 ³⁷ ₁₅₉	7469 ⁴² ₁₆₅	7799 ⁴⁸ ₁₇₂	8143 ⁵⁵ ₁₇₉	8501 ⁶³ ₁₈₇	8875 ⁷³ ₁₉₆	9268 ⁸⁵ ₂₀₆	9680 ¹⁰⁰ ₂₁₈	*0114 ¹¹⁸ ₂₂₉	0572
04	24 157	7206 ²⁷ ₁₆₃	7531 ³¹ ₁₇₀	7870 ³⁵ ₁₇₇	8224 ⁴¹ ₁₈₅	8595 ⁴⁷ ₁₉₃	8985 ⁵⁵ ₂₀₆	9397 ⁶⁵ ₂₁₈	9833 ⁷⁷ ₂₃₂	0297 ⁹² ₂₄₃	0794
02	15 159	7239 ¹⁷ ₁₆₅	7569 ¹⁹ ₁₇₂	7913 ²² ₁₈₀	8274 ²⁵ ₁₉₀	8653 ²⁹ ₂₀₀	9053 ³⁴ ₂₁₂	9477 ⁴⁰ ₂₂₆	9929 ⁴³ ₂₄₂	0414 ⁵⁸ ₂₆₂	0937
0,00	5 159	0,7250 ⁶ ₁₆₆	0,7582 ⁶ ₁₇₃	0,7928 ⁷ ₁₈₂	0,8291 ⁸ ₁₉₁	0,8673 ¹⁰ ₂₀₂	0,9076 ¹² ₂₁₄	0,9505 ¹⁴ ₂₂₉	0,9962 ¹⁶ ₂₄₆	1,0454 ¹⁰ ₂₆₆	1,0986

τ	$t = 0.82$	0.84	0.86	0.88	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	1.00
1.00	0,4372 38	0,4448 37	0,4522 36	0,4594 36	0,4665 35	0,4735 34	0,4803 33	0,4870 33	0,4936 32	0,5000
98	4372 38	4448 37	4521 36	4594 36	4665 35	4735 34	4803 33	4870 33	4936 32	5000
96	4371 38	4447 37	4520 36	4593 36	4664 35	4734 34	4802 33	4869 33	4935 32	5000
94	4370 38	4445 37	4518 36	4591 36	4663 35	4733 34	4801 33	4868 33	4934 32	5000
92	4369 38	4444 37	4516 36	4589 36	4661 35	4732 34	4800 33	4867 33	4933 32	5000
90	0,4365 38	0,4441 37	0,4516 37	0,4588 36	0,4661 35	0,4732 34	0,4801 33	0,4868 33	0,4935 32	0,5000
88	4361 38	4438 37	4513 37	4587 36	4659 35	4730 34	4800 33	4868 33	4935 32	5000
86	4357 38	4434 37	4510 37	4584 36	4657 35	4728 34	4798 33	4867 33	4934 32	5000
84	4353 38	4430 37	4506 37	4581 36	4654 35	4726 34	4797 33	4866 33	4934 32	5000
82	4347 38	4425 37	4502 38	4578 37	4652 36	4724 35	4795 34	4865 33	4933 32	5000
80	0,4311 40	0,4420 39	0,4498 38	0,4574 37	0,4648 37	0,4721 36	0,4791 35	0,4863 35	0,4932 34	0,5000
78	4334 40	4414 39	4492 38	4569 37	4644 37	4718 36	4791 35	4862 34	4932 34	5000
76	4326 40	4407 39	4486 38	4564 37	4640 37	4715 36	4788 35	4863 34	4931 34	5000
74	4318 40	4399 40	4480 39	4558 38	4635 37	4711 36	4786 35	4858 34	4930 34	5000
72	4308 41	4391 41	4472 40	4552 39	4630 38	4707 37	4783 36	4856 34	4929 35	5000
70	0,4298 42	0,4382 41	0,4464 40	0,4545 39	0,4625 38	0,4703 38	0,4779 38	0,4854 37	0,4929 36	0,5000
68	4287 43	4372 42	4455 41	4538 40	4618 39	4698 38	4775 37	4852 37	4927 36	5000

τ	0.60	0.62	0.64	0.66	0.68	0.70	0.72	0.74	0.76	0.78	0.80	0.82	0.84	0.86	0.88	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	1.00	
66	4274 43	4361 48	4446 42	4529 41	4612 40	4692 39	4771 39	4849 38	4925 37	5000												
64	4261 44	4349 48	4435 43	4520 42	4604 41	4686 40	4767 40	4846 39	4924 38	5000												
62	4246 45	4335 44	4424 43	4511 43	4596 42	4680 41	4762 40	4843 40	4922 39	5000												
60	0,4229 46	0,4321 45	0,4411 44	0,4500 44	0,4587 43	0,4673 42	0,4757 41	0,4839 41	0,4921 40	0,5000												
58	4212 47	4305 46	4397 45	4488 45	4577 44	4665 43	4751 42	4835 41	4919 41	5000												
56	4193 48	4288 47	4382 46	4475 45	4567 45	4656 44	4745 43	4831 43	4917 42	5000												
54	4172 49	4269 48	4366 48	4461 47	4555 46	4647 45	4738 45	4827 44	4914 43	5000												
52	4149 50	4249 50	4348 49	4446 48	4542 47	4637 47	4730 46	4822 45	4912 44	5000												
50	0,4124 52	0,4227 51	0,4329 50	0,4429 50	0,4528 49	0,4626 48	0,4722 47	0,4816 46	0,4909 45	0,5000												
48	4096 53	4202 52	4307 51	4411 51	4513 50	4614 50	4713 49	4810 48	4906 47	5000												
46	4066 55	4175 54	4284 54	4391 53	4496 52	4600 51	4703 50	4804 50	4903 49	5000												
44	4033 56	4146 55	4258 55	4368 55	4478 54	4585 53	4692 52	4796 51	4899 50	5000												
42	3997 58	4114 57	4229 57	4341 57	4457 56	4569 55	4680 54	4788 53	4895 52	5000												
40	0,3957 60	0,4078 60	0,4198 59	0,4317 59	0,4434 58	0,4551 58	0,4666 57	0,4779 56	0,4891 55	0,5000												
38	3913 62	4038 62	4163 62	4286 61	4409 61	4531 60	4651 59	4769 58	4886 57	5000												
36	3864 65	3994 65	4123 65	4253 64	4381 64	4508 63	4634 62	4758 61	4880 60	5000												
34	3810 68	3945 68	4080 68	4215 67	4349 67	4483 66	4615 65	4745 64	4874 63	5000												
32	3749 70	3890 71	4031 71	4172 71	4313 70	4454 70	4593 69	4731 68	4867 67	5000												
30	0,3681 73	0,3827 74	0,3975 74	0,4124 74	0,4273 74	0,4421 74	0,4569 73	0,4714 72	0,4858 71	0,5000												

τ	$t = 0.82$	0.84	0.86	0.88	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	1.00
28	3604 ³⁸ 77	3757 ³⁵ 78	3913 ³¹ 79	4069 ²⁷ 80	4226 ²³ 81	4384 ¹⁹ 82	4540 ¹⁴ 83	4696 ⁹ 84	4851 ⁵ 85	5000
26	3517 ⁴⁴ 81	3678 ⁴⁰ 82	3841 ³⁶ 83	4006 ³² 84	4173 ²⁷ 85	4341 ²² 86	4503 ¹⁶ 87	4674 ¹¹ 88	4837 ⁶ 89	5000
24	3417 ⁵⁰ 88	3596 ⁴⁶ 89	3758 ⁴¹ 90	3933 ³⁶ 91	4111 ³⁰ 92	4290 ²⁵ 93	4469 ¹⁹ 94	4648 ¹³ 95	4825 ⁷ 96	5000
22	3304 ⁵⁷ 95	3480 ⁵³ 96	3662 ⁴⁸ 97	3848 ⁴³ 98	4038 ³⁶ 99	4231 ³⁰ 00	4425 ²² 01	4618 ¹⁵ 02	4810 ⁷ 03	5000
0.20	0.3173 ⁶⁵ 92	0.3358 ⁶¹ 93	0.3550 ⁵⁶ 94	0.3748 ⁵⁰ 95	0.3952 ⁴³ 96	0.4160 ³⁵ 97	0.4371 ²⁷ 98	0.4582 ¹⁸ 99	0.4792 ⁹ 00	0.5000
18	3022 ⁷⁶ 99	3215 ⁷¹ 00	3417 ⁶⁶ 01	3629 ⁶⁰ 02	3849 ⁵³ 03	4075 ⁴⁵ 04	4305 ³⁸ 05	4537 ²⁹ 06	4770 ¹⁹ 07	5000
16	2846 ⁸³ 00	3045 ⁷⁸ 01	3259 ⁷² 02	3485 ⁶⁵ 03	3722 ⁵⁷ 04	3969 ⁴⁹ 05	4223 ⁴¹ 06	4482 ³² 07	4742 ²² 08	5000
14	2640 ⁹³ 01	2846 ⁸⁷ 02	3059 ⁸⁰ 03	3309 ⁷² 04	3564 ⁶⁴ 05	3837 ⁵⁵ 06	4120 ⁴⁶ 07	4411 ³⁶ 08	4706 ²⁶ 09	5000
12	2398 ¹⁰³ 04	2607 ⁹⁷ 05	2837 ⁸⁹ 06	3090 ⁸⁰ 07	3367 ⁷¹ 08	3665 ⁶² 09	3981 ⁵³ 10	4317 ⁴³ 11	4659 ³³ 12	5000
0.10	0.2115 ¹¹² 02	0.2320 ¹⁰⁸ 03	0.2552 ¹⁰² 04	0.2815 ⁹⁴ 05	0.3111 ⁸⁵ 06	0.3440 ⁷⁵ 07	0.3800 ⁶⁵ 08	0.4187 ⁵⁵ 09	0.4591 ⁴⁴ 10	0.5000
08	1784 ¹⁶⁶ 06	1976 ¹⁶¹ 07	2201 ¹⁵⁴ 08	2464 ¹⁴⁵ 09	2772 ¹³⁵ 10	3130 ¹²⁵ 11	3530 ¹¹⁴ 12	3997 ¹⁰² 13	4491 ⁸⁹ 14	5000
06	1401 ¹⁸¹ 04	1569 ¹⁷⁶ 05	1770 ¹⁷⁰ 06	2016 ¹⁶¹ 07	2318 ¹⁵⁰ 08	2690 ¹³⁹ 09	3148 ¹²⁷ 10	3697 ¹¹⁴ 11	4327 ¹⁰⁰ 12	5000
04	0969 ²¹⁶ 03	1095 ²¹¹ 04	1251 ²⁰⁵ 05	1450 ¹⁹⁵ 06	1708 ¹⁸⁴ 07	2053 ¹⁷² 08	2522 ¹⁵⁹ 09	3165 ¹⁴⁵ 10	4003 ¹²² 11	5000
02	0495 ²³⁷ 01	0565 ²³² 02	0651 ²²⁶ 03	0765 ²¹⁸ 04	0921 ²⁰⁹ 05	1146 ¹⁹⁸ 06	1494 ¹⁸⁶ 07	2087 ¹⁶⁴ 08	3181 ¹⁴¹ 09	5000
0.00	0.0000 ²⁴⁸ 00	0.0000 ²⁴³ 01	0.0000 ²³⁶ 02	0.0000 ²²⁸ 03	0.0000 ²¹⁹ 04	0.0000 ²⁰⁹ 05	0.0000 ¹⁹⁸ 06	0.0000 ¹⁸⁶ 07	0.0000 ¹⁷⁴ 08	—

τ	$t = 0.82$	0.84	0.86	0.88	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	1.00
1.00	0.0600 0	0.0000 0	0.0000 0	0.0000 0	0.0000 0	0.0000 0	0.0000 0	0.0000 0	0.0000 0	0.0000
98	1054 ⁷⁷ 00	0155 ⁷¹ 01	0155 ⁷³ 02	0156 ⁷⁸ 03	0156 ⁷⁸ 04	0157 ⁷⁸ 05	0157 ⁷⁸ 06	0157 ⁷⁹ 07	0157 ⁷⁹ 08	0157 ⁷⁹ 09
96	0308 ⁷⁷ 01	0310 ⁷⁷ 02	0311 ⁷³ 03	0312 ⁷⁸ 04	0313 ⁷⁸ 05	0313 ⁷⁸ 06	0314 ⁷⁹ 07	0314 ⁷⁹ 08	0314 ⁷⁹ 09	0314 ⁷⁹ 10
94	0463 ⁷⁷ 01	0465 ⁷³ 02	0467 ⁷³ 03	0468 ⁷⁸ 04	0469 ⁷⁸ 05	0470 ⁷⁹ 06	0471 ⁷⁹ 07	0472 ⁷⁹ 08	0472 ⁷⁹ 09	0472 ⁷⁹ 10
92	0618 ⁷⁷ 02	0620 ⁷³ 03	0623 ⁷³ 04	0625 ⁷⁸ 05	0626 ⁷⁹ 06	0628 ⁷⁹ 07	0629 ⁷⁹ 08	0629 ⁷⁹ 09	0630 ⁷⁹ 10	0630 ⁷⁹ 11
0.90	0.0773 ⁷⁸ 02	0.0777 ⁷⁸ 03	0.0780 ⁷⁸ 04	0.0782 ⁷⁹ 05	0.0784 ⁷⁹ 06	0.0786 ⁷⁹ 07	0.0787 ⁷⁹ 08	0.0788 ⁷⁹ 09	0.0788 ⁷⁹ 10	0.0789 ⁷⁹ 11
88	0929 ⁷⁸ 02	0934 ⁷⁹ 03	0937 ⁷⁹ 04	0940 ⁷⁹ 05	0943 ⁷⁹ 06	0945 ⁷⁹ 07	0946 ⁸⁰ 08	0947 ⁸⁰ 09	0948 ⁸⁰ 10	0948 ⁸⁰ 11
86	1086 ⁷⁹ 03	1091 ⁷⁹ 04	1096 ⁷⁹ 05	1099 ⁸⁰ 06	1102 ⁸⁰ 07	1105 ⁸⁰ 08	1106 ⁸⁰ 09	1108 ⁸⁰ 10	1108 ⁸⁰ 11	1109 ⁸⁰ 12
84	1244 ⁷⁹ 03	1250 ⁷⁹ 04	1255 ⁸⁰ 05	1259 ⁸⁰ 06	1263 ⁸⁰ 07	1265 ⁸⁰ 08	1268 ⁸¹ 09	1269 ⁸¹ 10	1270 ⁸¹ 11	1270 ⁸¹ 12
82	1404 ⁸⁰ 03	1410 ⁸⁰ 04	1416 ⁸⁰ 05	1421 ⁸¹ 06	1425 ⁸¹ 07	1428 ⁸¹ 08	1430 ⁸² 09	1432 ⁸¹ 10	1433 ⁸¹ 11	1433 ⁸¹ 12
0.80	0.1564 ⁸⁰ 04	0.1572 ⁸¹ 05	0.1578 ⁸¹ 06	0.1583 ⁸¹ 07	0.1588 ⁸² 08	0.1591 ⁸² 09	0.1594 ⁸² 10	0.1596 ⁸² 11	0.1597 ⁸² 12	0.1597 ⁸² 13
78	1726 ⁸¹ 04	1735 ⁸² 05	1742 ⁸² 06	1748 ⁸² 07	1753 ⁸² 08	1757 ⁸² 09	1760 ⁸³ 10	1762 ⁸³ 11	1763 ⁸³ 12	1763 ⁸³ 13
76	1890 ⁸² 05	1899 ⁸² 06	1907 ⁸³ 07	1914 ⁸³ 08	1919 ⁸³ 09	1924 ⁸⁴ 10	1927 ⁸⁴ 11	1929 ⁸⁴ 12	1931 ⁸⁴ 13	1931 ⁸⁴ 14
74	2056 ⁸³ 05	2056 ⁸³ 06	2075 ⁸⁴ 07	2082 ⁸⁴ 08	2088 ⁸⁴ 09	2093 ⁸⁵ 10	2097 ⁸⁵ 11	2099 ⁸⁵ 12	2101 ⁸⁵ 13	2101 ⁸⁵ 14
72	2223 ⁸⁴ 06	2235 ⁸⁴ 07	2244 ⁸⁵ 08	2253 ⁸⁵ 09	2259 ⁸⁵ 10	2265 ⁸⁶ 11	2269 ⁸⁶ 12	2271 ⁸⁶ 13	2273 ⁸⁶ 14	2274 ⁸⁶ 15

t	f = 0.82	0.84	0.86	0.88	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	1.00
0.70	0.2331 ²⁵ ₆	0.2406 ⁸⁶ ₅	0.2417 ⁸⁶ ₄	0.2425 ⁸⁵ ₄	0.2433 ⁸⁷ ₃	0.2439 ⁸⁷ ₂	0.2443 ⁸⁷ ₂	0.2446 ⁸⁷ ₁	0.2448 ⁸⁷ ₀	0.2449 ⁸⁷
68	2506 ⁸⁵ ₇	2579 ⁸⁷ ₆	2591 ⁸⁷ ₅	2601 ⁸⁸ ₄	2607 ⁸⁸ ₃	2615 ⁸⁸ ₃	2620 ⁸⁸ ₂	2624 ⁸⁹ ₁	2626 ⁸⁹ ₀	2628 ⁸⁹
66	2741 ⁸⁸ ₇	2756 ⁸⁸ ₆	2769 ⁸⁹ ₅	2779 ⁸⁹ ₄	2788 ⁹⁰ ₄	2795 ⁹⁰ ₃	2801 ⁹⁰ ₂	2804 ⁹⁰ ₁	2806 ⁹⁰ ₀	2807 ⁹⁰
64	2919 ⁸⁹ ₈	2935 ⁹⁰ ₇	2949 ⁹⁰ ₆	2956 ⁹¹ ₅	2971 ⁹¹ ₄	2978 ⁹² ₃	2984 ⁹² ₂	2988 ⁹² ₁	2991 ⁹² ₀	2991 ⁹²
62	3100 ⁹¹ ₉	3118 ⁹¹ ₈	3133 ⁹² ₆	3146 ⁹² ₅	3157 ⁹³ ₄	3165 ⁹³ ₃	3172 ⁹⁴ ₂	3176 ⁹⁴ ₁	3179 ⁹⁴ ₀	3179 ⁹⁴
0.60	0.3285 ⁹² ₁₀	0.3304 ⁹³ ₈	0.3321 ⁹⁴ ₇	0.3335 ⁹⁵ ₆	0.3347 ⁹⁵ ₅	0.3356 ⁹⁵ ₄	0.3363 ⁹⁶ ₂	0.3368 ⁹⁶ ₁	0.3371 ⁹⁶ ₀	0.3371 ⁹⁶
58	3474 ⁹¹ ₁₁	3495 ⁹⁵ ₉	3513 ⁹⁵ ₈	3528 ⁹⁷ ₆	3541 ⁹⁷ ₅	3551 ⁹⁷ ₄	3558 ⁹⁸ ₃	3554 ⁹⁸ ₂	3567 ⁹⁸ ₁	3568 ⁹⁸
56	3666 ⁹⁰ ₁₁	3689 ⁹⁷ ₁₀	3703 ⁹⁸ ₉	3726 ⁹⁹ ₇	3740 ⁹⁹ ₅	3751 ¹⁰⁰ ₄	3759 ¹⁰⁰ ₃	3765 ¹⁰¹ ₁	3768 ¹⁰¹ ₀	3769 ¹⁰¹
54	3864 ⁹³ ₁₃	3889 ⁹⁹ ₁₁	3910 ¹⁰¹ ₁₀	3928 ¹⁰¹ ₈	3943 ¹⁰² ₆	3955 ¹⁰² ₅	3961 ¹⁰³ ₃	3971 ¹⁰³ ₂	3975 ¹⁰³ ₁	3976 ¹⁰³
52	4065 ¹⁰¹ ₁₄	4093 ¹⁰² ₁₂	4116 ¹⁰³ ₁₀	4136 ¹⁰⁴ ₈	4153 ¹⁰⁵ ₇	4166 ¹⁰⁵ ₅	4176 ¹⁰⁶ ₄	4183 ¹⁰⁶ ₂	4187 ¹⁰⁶ ₁	4188 ¹⁰⁶
0.50	0.4273 ¹⁰⁴ ₁₅	0.4302 ¹⁰⁵ ₁₃	0.4328 ¹⁰⁶ ₁₁	0.4350 ¹⁰⁷ ₉	0.4368 ¹⁰⁸ ₇	0.4383 ¹⁰⁹ ₅	0.4393 ¹⁰⁹ ₄	0.4401 ¹⁰⁹ ₂	0.4405 ¹⁰⁹ ₁	0.4407 ¹⁰⁹
48	4485 ¹⁰⁶ ₁₆	4518 ¹⁰⁸ ₁₄	4546 ¹⁰⁹ ₁₂	4570 ¹¹⁰ ₁₀	4590 ¹¹¹ ₈	4606 ¹¹² ₆	4618 ¹¹² ₄	4626 ¹¹³ ₂	4631 ¹¹³ ₁	4633 ¹¹³
46	4704 ¹⁰⁹ ₁₈	4740 ¹¹¹ ₁₆	4771 ¹¹² ₁₃	4797 ¹¹⁴ ₁₁	4819 ¹¹⁵ ₉	4836 ¹¹⁵ ₆	4850 ¹¹⁶ ₄	4859 ¹¹⁶ ₃	4861 ¹¹⁷ ₁	4866 ¹¹⁷
44	4929 ¹¹³ ₂₀	4969 ¹¹⁵ ₁₇	5003 ¹¹⁶ ₁₅	5032 ¹¹⁷ ₁₂	5056 ¹¹⁹ ₁₀	5075 ¹¹⁹ ₇	5090 ¹²⁰ ₅	5100 ¹²¹ ₃	5106 ¹²¹ ₂	5108 ¹²¹
42	5162 ¹¹⁶ ₂₂	5205 ¹¹⁸ ₁₉	5243 ¹²⁰ ₁₆	5275 ¹²² ₁₃	5302 ¹²³ ₁₁	5323 ¹²⁴ ₈	5339 ¹²⁵ ₆	5351 ¹²⁵ ₃	5357 ¹²⁵ ₁	5359 ¹²⁵
0.40	0.5402 ¹²⁰ ₂₄	0.5450 ¹²² ₂₁	0.5492 ¹²⁴ ₁₈	0.5527 ¹²⁶ ₁₅	0.5557 ¹²⁸ ₁₂	0.5581 ¹²⁹ ₉	0.5599 ¹³⁰ ₆	0.5611 ¹³⁰ ₄	0.5618 ¹³¹ ₁	0.5621 ¹³¹
38	5651 ¹²⁴ ₂₇	5704 ¹²⁷ ₂₃	5750 ¹²⁹ ₂₀	5790 ¹³¹ ₁₆	5823 ¹³³ ₁₃	5849 ¹³⁴ ₁₀	5869 ¹³⁵ ₇	5883 ¹³⁶ ₄	5891 ¹³⁷ ₁	5894 ¹³⁷

t	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	1.00
118	6100 ¹²⁹ ₁₁	6130 ¹³⁰ ₁₁	6152 ¹³² ₈	6168 ¹³² ₅	6177 ¹³² ₂	6180 ¹³⁴
116	6391 ¹³⁵ ₁₇	6424 ¹³⁷ ₁₃	6449 ¹³⁹ ₉	6467 ¹⁴⁰ ₅	6478 ¹⁴⁰ ₂	6481 ¹⁶⁰
114	6696 ¹⁴¹ ₁₉	6733 ¹⁴⁴ ₁₄	6762 ¹⁴⁶ ₁₀	6782 ¹⁴⁸ ₆	6794 ¹⁴⁸ ₂	6798 ¹⁵⁹
112	7016 ¹⁴⁷ ₂₂	7060 ¹⁵⁰ ₁₆	7093 ¹⁵² ₁₂	7116 ¹⁵⁷ ₇	7130 ¹⁵⁸ ₂	0.7134 ¹⁶⁸
110	7357 ¹⁵³ ₂₅	7406 ¹⁵⁶ ₁₉	7441 ¹⁵⁸ ₁₃	7470 ¹⁵⁸ ₈	7486 ¹⁵⁸ ₃	7491 ¹⁷⁹
108	7717 ¹⁵⁹ ₂₉	7774 ¹⁶² ₂₂	7818 ¹⁶⁴ ₁₆	7849 ¹⁶⁹ ₉	7867 ¹⁶⁹ ₃	7873 ¹⁹¹
106	8101 ¹⁶⁵ ₃₃	8167 ¹⁶⁸ ₂₆	8219 ¹⁷⁰ ₁₈	8255 ¹⁷³ ₁₁	8277 ¹⁷³ ₅	8284 ²⁰⁵
104	8511 ¹⁷¹ ₃₉	8590 ¹⁷⁴ ₃₆	8651 ¹⁷⁶ ₂₂	8694 ¹⁷⁹ ₁₅	8720 ¹⁷⁹ ₉	8728 ²²²
102	0.8952 ¹⁷⁷ ₄₇	0.9046 ¹⁸⁰ ₃₇	0.9120 ¹⁸² ₂₆	0.9173 ¹⁸⁵ ₁₆	0.9204 ¹⁸⁵ ₅	0.9214 ²¹³
100	9428 ¹⁸³ ₅₁	9540 ¹⁸⁶ ₄₅	9633 ¹⁸⁸ ₃₂	9697 ¹⁹⁰ ₁₉	9736 ¹⁹⁰ ₆	9748 ²⁶⁷
98	9944 ¹⁸⁹ ₅₅	*0085 ¹⁹² ₅₆	*0199 ¹⁹⁴ ₄₁	*0280 ¹⁹⁶ ₂₄	*0328 ¹⁹⁶ ₈	*0344 ²⁹⁸
96	*0306 ¹⁹⁵ ₆₀	0685 ¹⁹⁷ ₇₂	0829 ¹⁹⁹ ₅₂	0934 ²⁰² ₃₂	0997 ²⁰² ₁₀	1018 ³³⁷
94	1119 ²⁰¹ ₁₁₆	1350 ²⁰³ ₉₅	1540 ²⁰⁵ ₇₀	1680 ²⁰⁸ ₄₆	1766 ²⁰⁸ ₁₄	1794 ³⁸⁸
92	11786 ²⁰⁷ ₁₅₃	1,2093 ²¹⁰ ₁₂₉	1,2351 ²¹² ₉₈	1,2546 ²¹⁵ ₆₁	1,2670 ²¹⁵ ₂₀	1,2710 ⁴⁵⁸
90	2504 ²¹³ ₁₄₆	2921 ²¹⁶ ₁₈₄	3289 ²¹⁸ ₁₄₆	3580 ²²⁰ ₉₃	3766 ²²⁰ ₃₂	3830 ⁵⁶⁰
88	3249 ²¹⁹ ₁₅₄	3829 ²²² ₁₇₄	4377 ²²⁴ ₂₁₃	4842 ²²⁶ ₁₅₉	5159 ²²⁶ ₅₆	5271 ⁷²¹
86	3960 ²²¹ ₁₆₆	4764 ²²⁴ ₁₈₈	5604 ²²⁶ ₂₄₇	6421 ²²⁸ ₁₉₈	7055 ²²⁸ ₁₂₃	7301 ¹⁰¹⁵
84	4509 ²²³ ₁₇₄	5558 ²²⁶ ₂₂₄	6807 ²²⁸ ₂₆₀	8296 ²³⁰ ₂₀₃	9902 ²³⁰ ₁₂₄	*0768 ¹⁷³⁴
82	1,4722 ²²⁷ ₁₈₉	1,5890 ²³⁰ ₁₁₆	1,7380 ²³² ₁₆₉	1,9459 ²³⁴ ₁₇₈	2,2976 ²³⁴ ₁₅₇	∞
80	1,2933 ²³¹ ₁₄₂	1,3758 ²³⁴ ₁₄₂	1,4722 ²³⁷ ₁₀₇	1,5890 ²⁴⁰ ₇₄	1,7380 ²⁴² ₅₈₄	∞

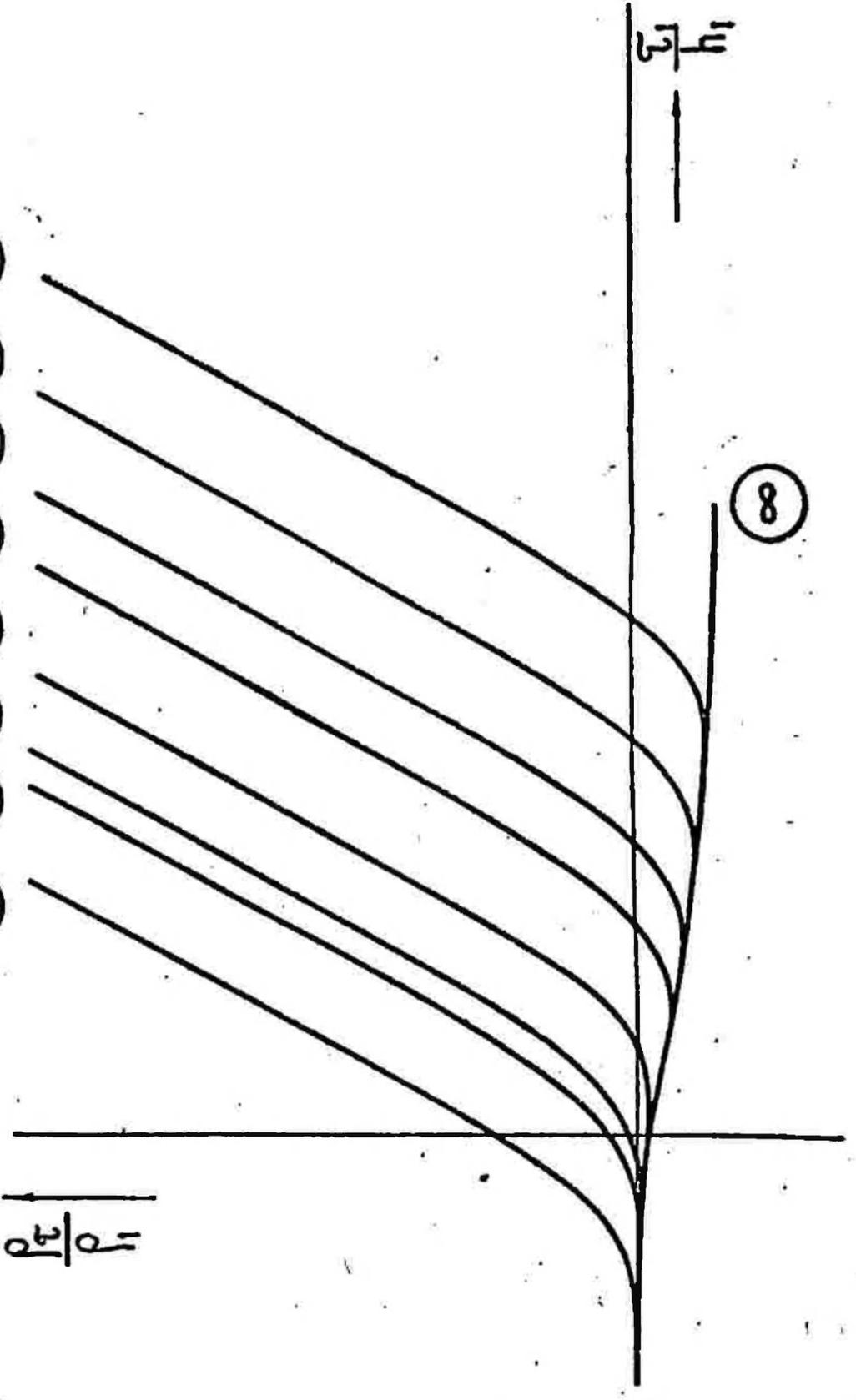
ТИПИЧНЫЕ ТРЕХСЛОЙНЫЕ И ЧЕТЫРЕХСЛОЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ
КРИВЫЕ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ

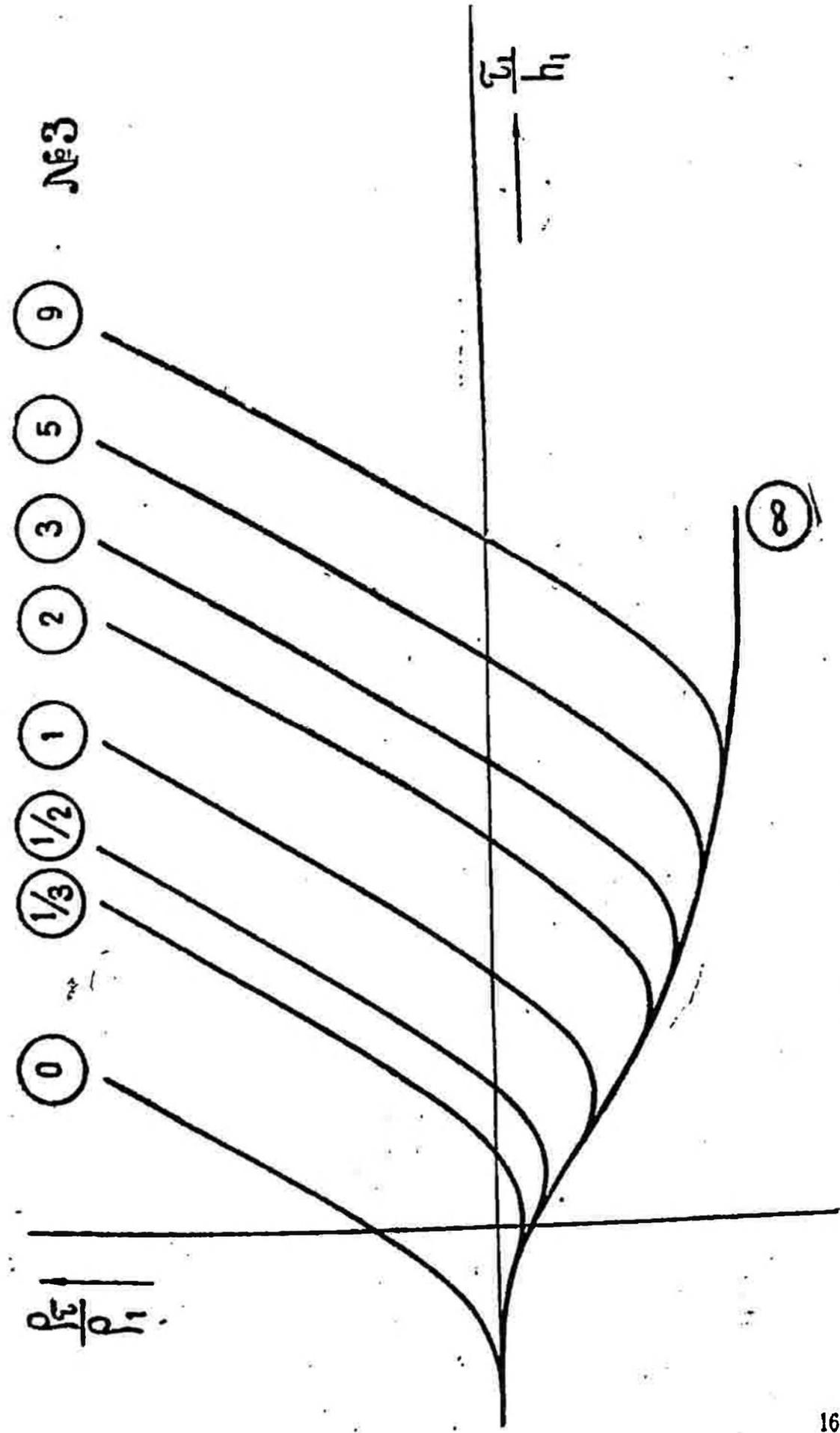
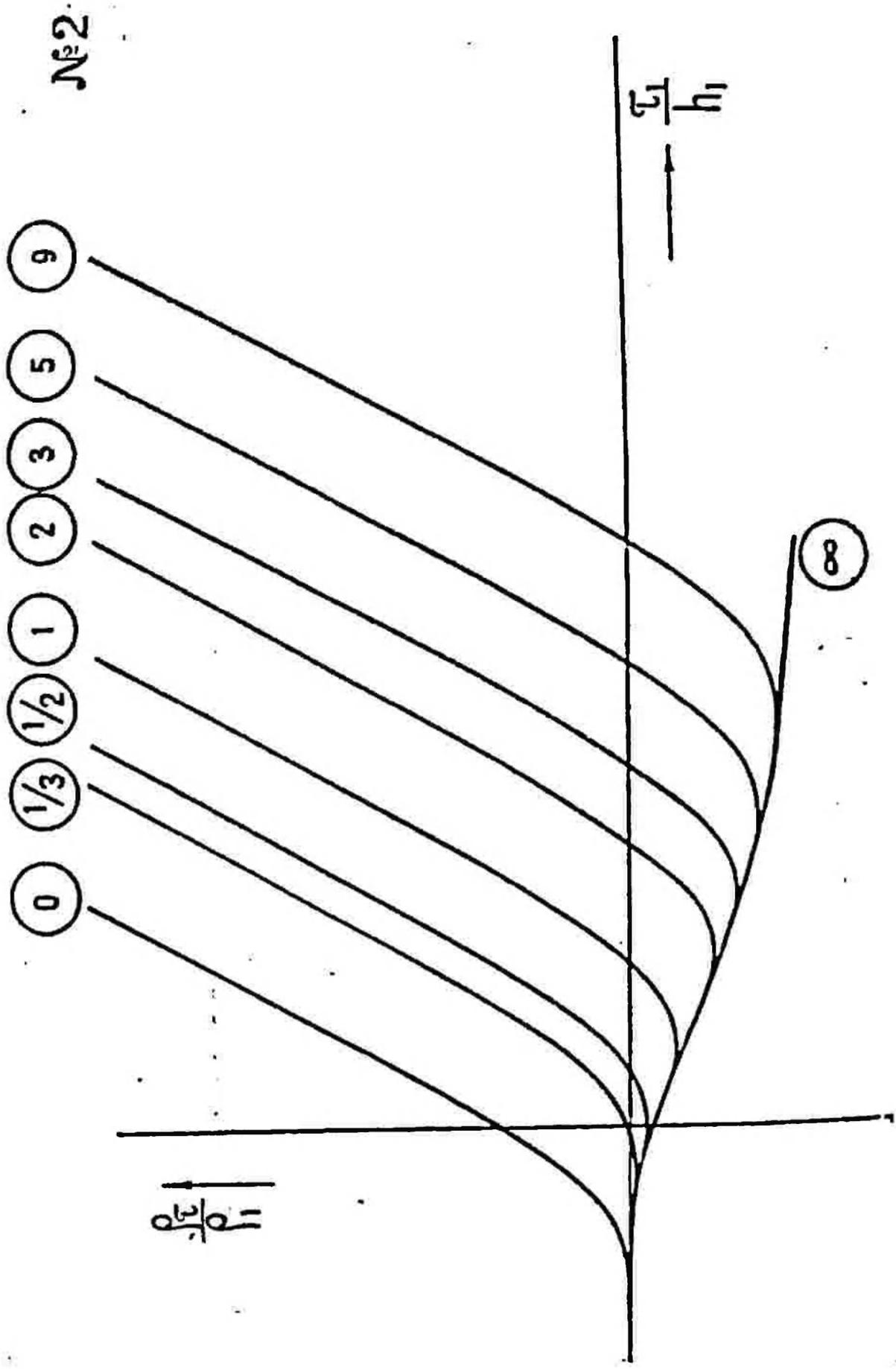
М палетки	Шифр разреза
1	BC — 2/3 — M — ∞
2	BC — 3/7 — M — ∞
3	BC — 1/4 — M — ∞
4	BC — 1/9 — M — ∞
5	BC — 3,2 — M — ∞
6	BC — 7/3 — M — ∞
7	BC — 4 — M — ∞
8	BC — 9 — M — ∞
9	BC — 19 — M — ∞
10	BC — 7/12 — M — 1/4 — 1 — ∞
11	BC — ∞ — 1 — 1/9 — 5 — ∞
12	BC — 39,9 — M — 1/9 — 1 — ∞

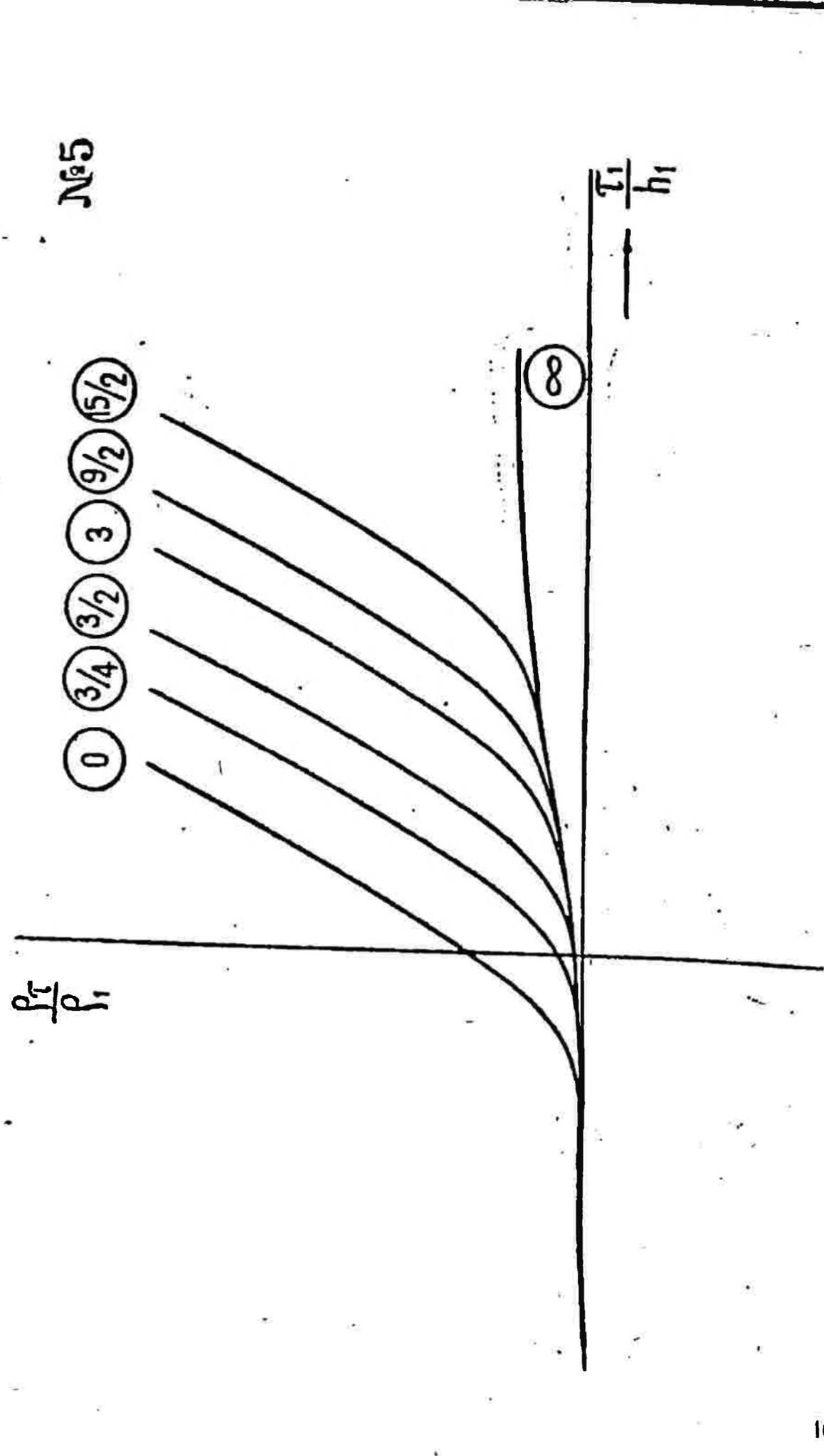
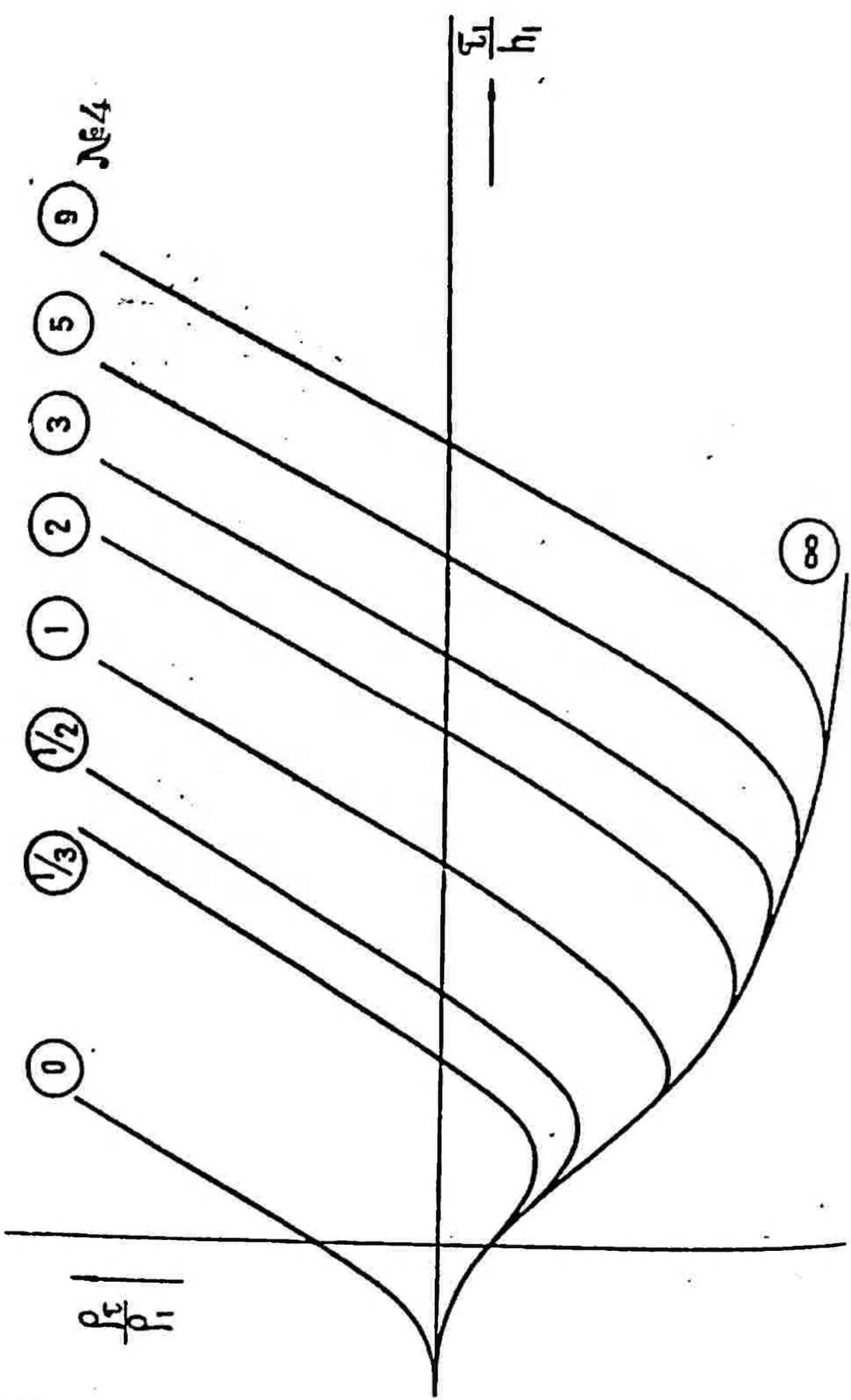
Примечание. В кружках на палетках даны значения относительной мощности второго слоя $\frac{h_2}{h_1}$.

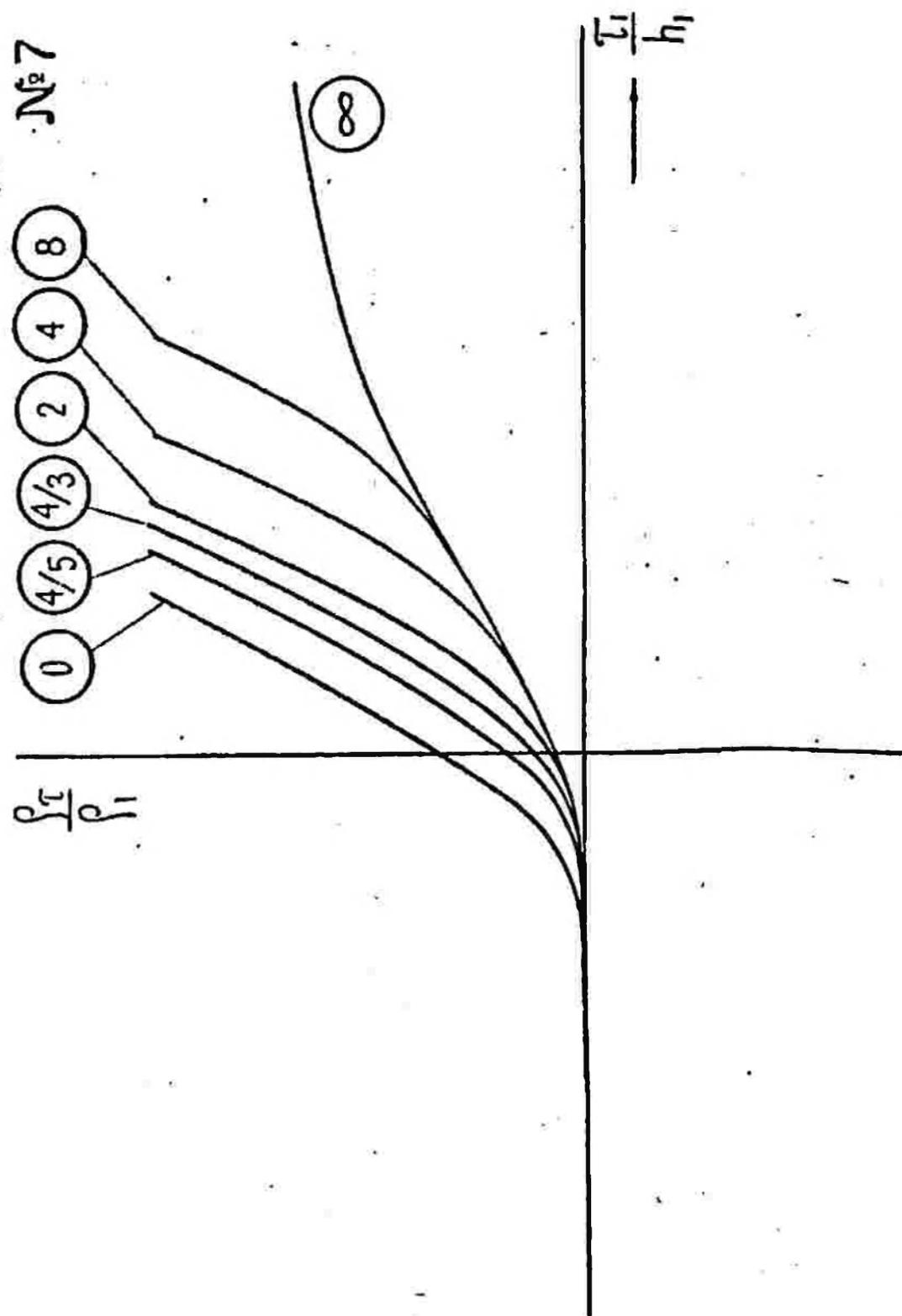
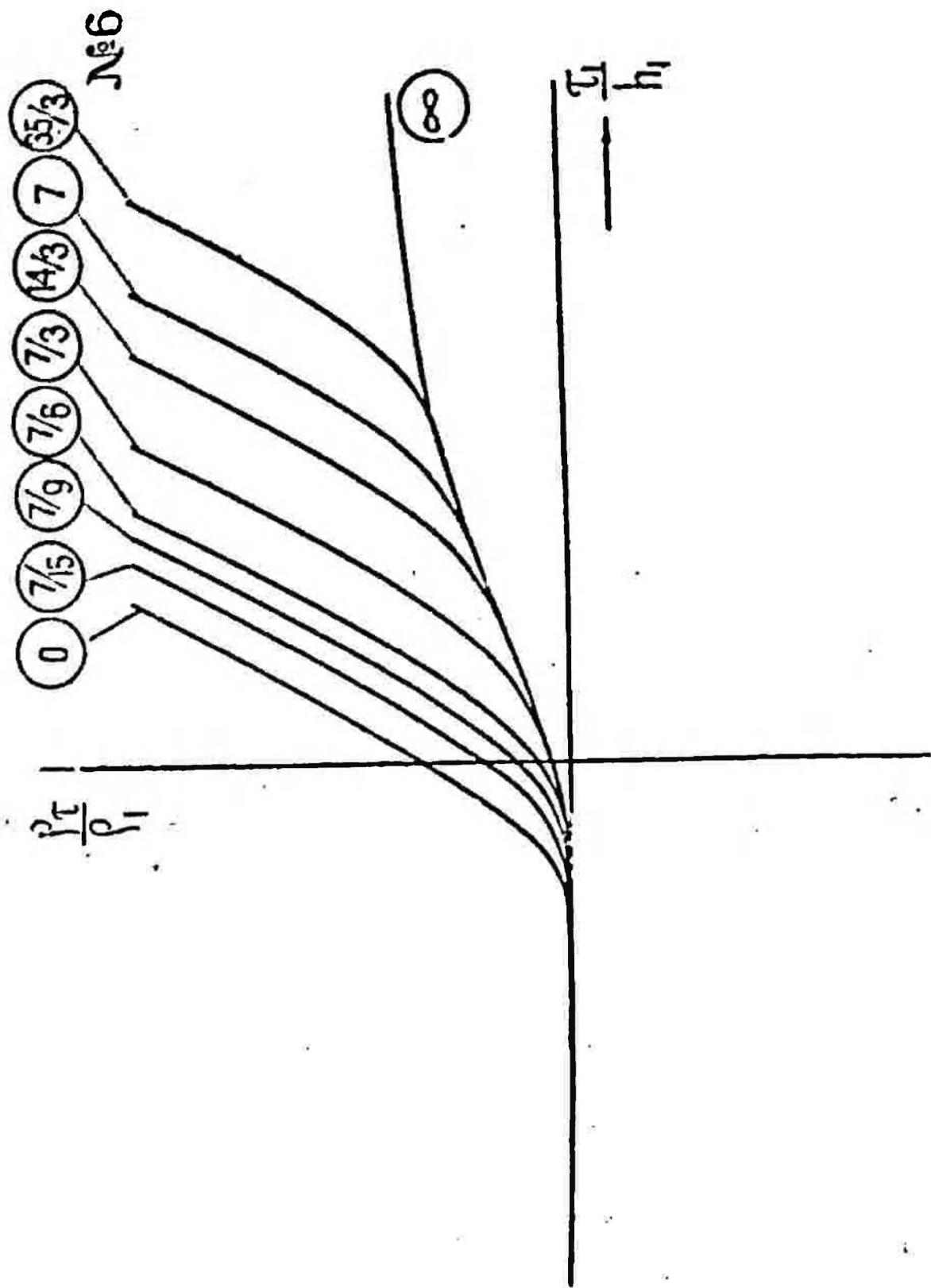
№1

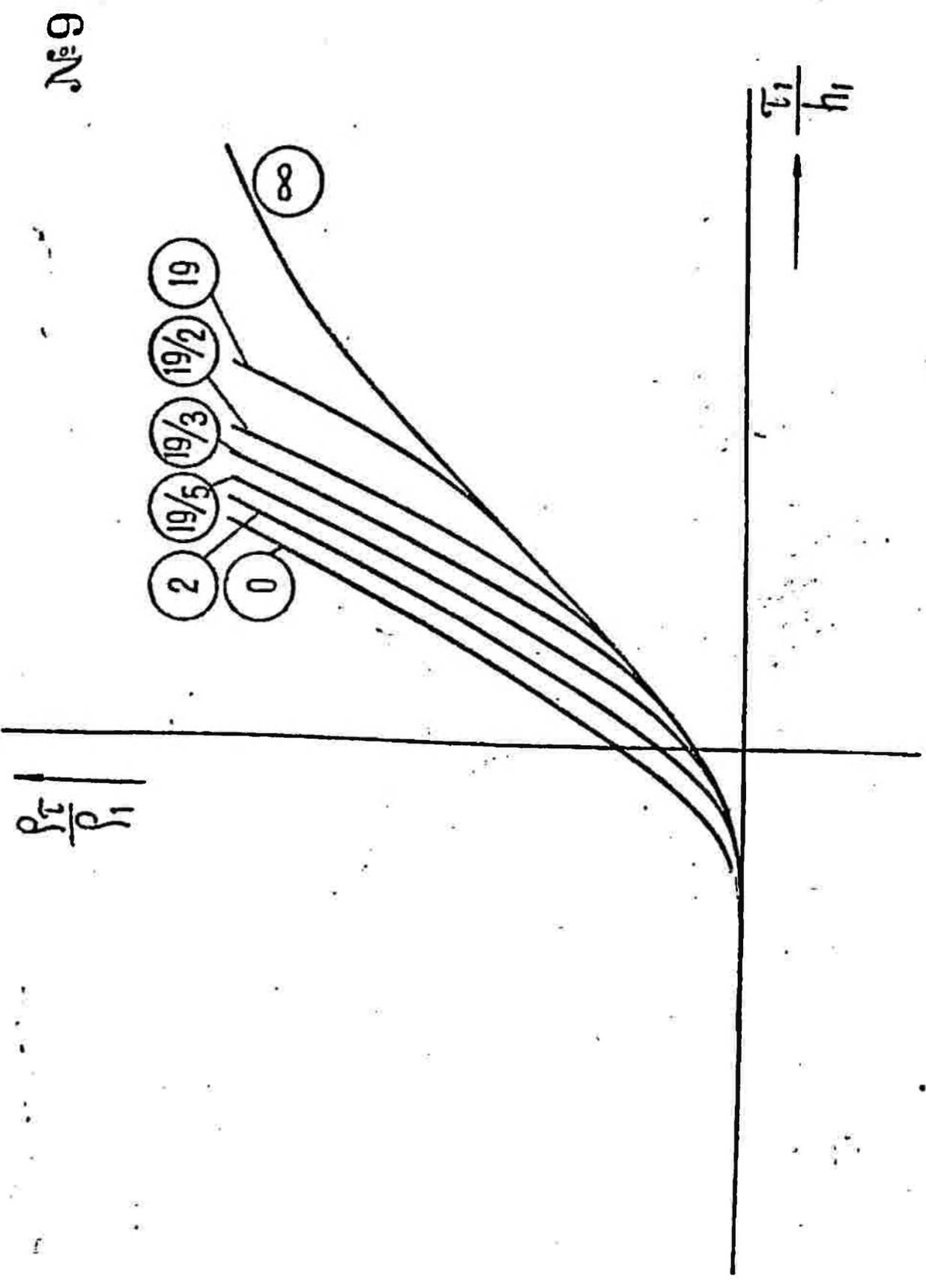
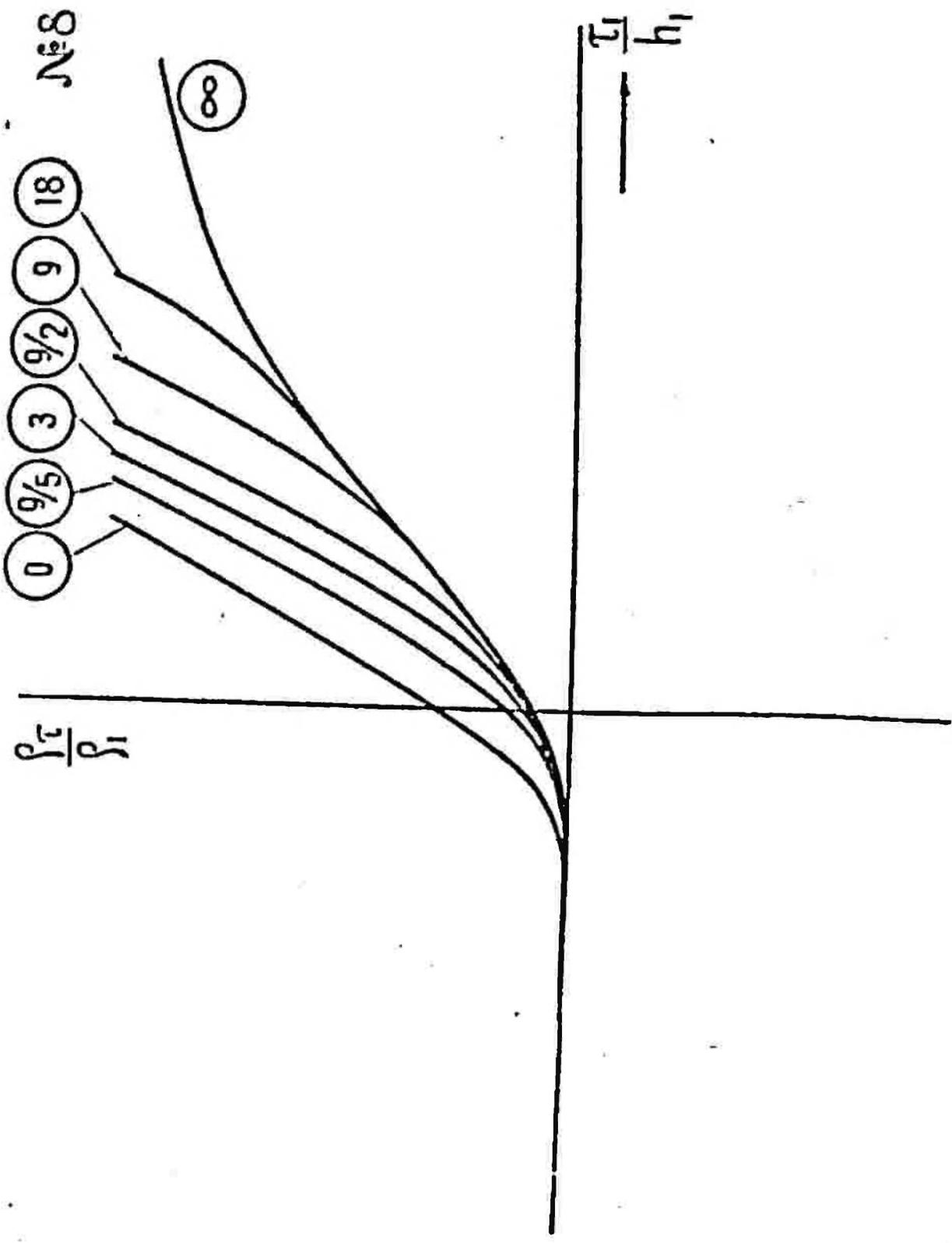
- 0
- 1/3
- 1/2
- 1
- 2
- 3
- 5
- 9





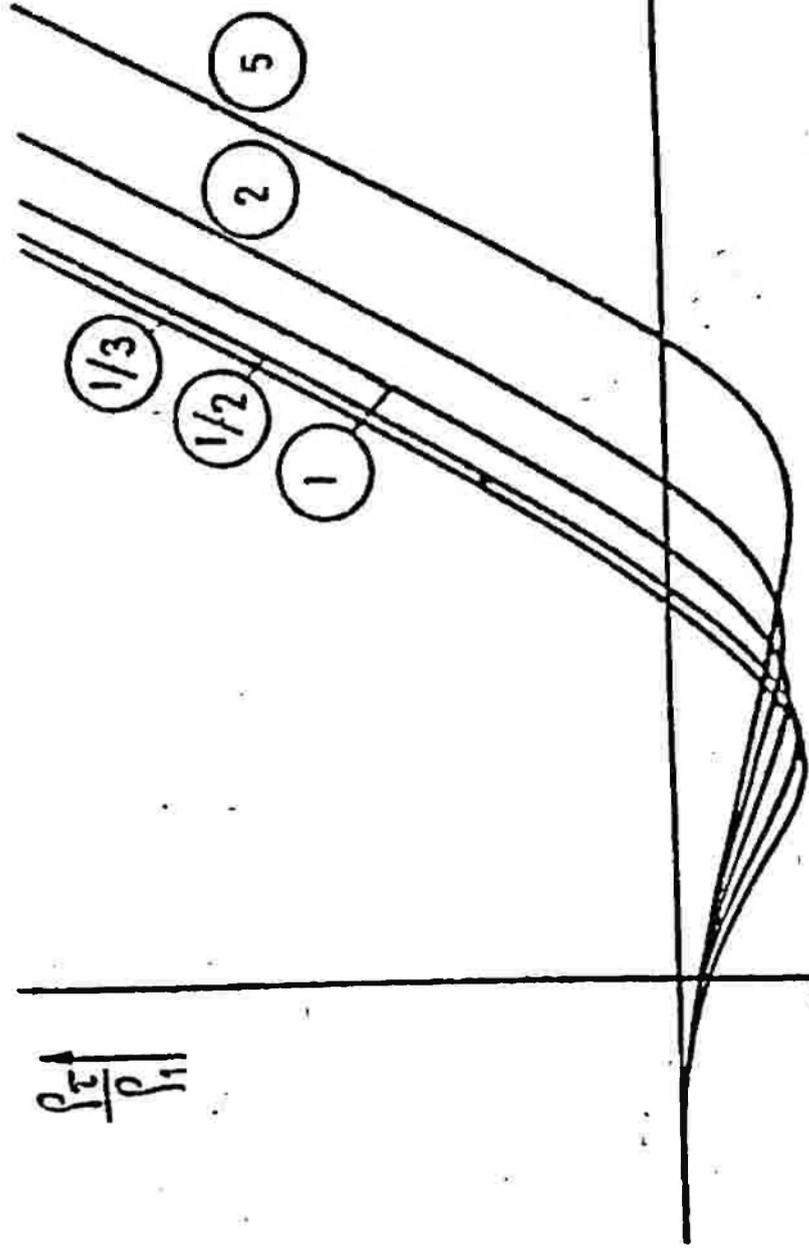






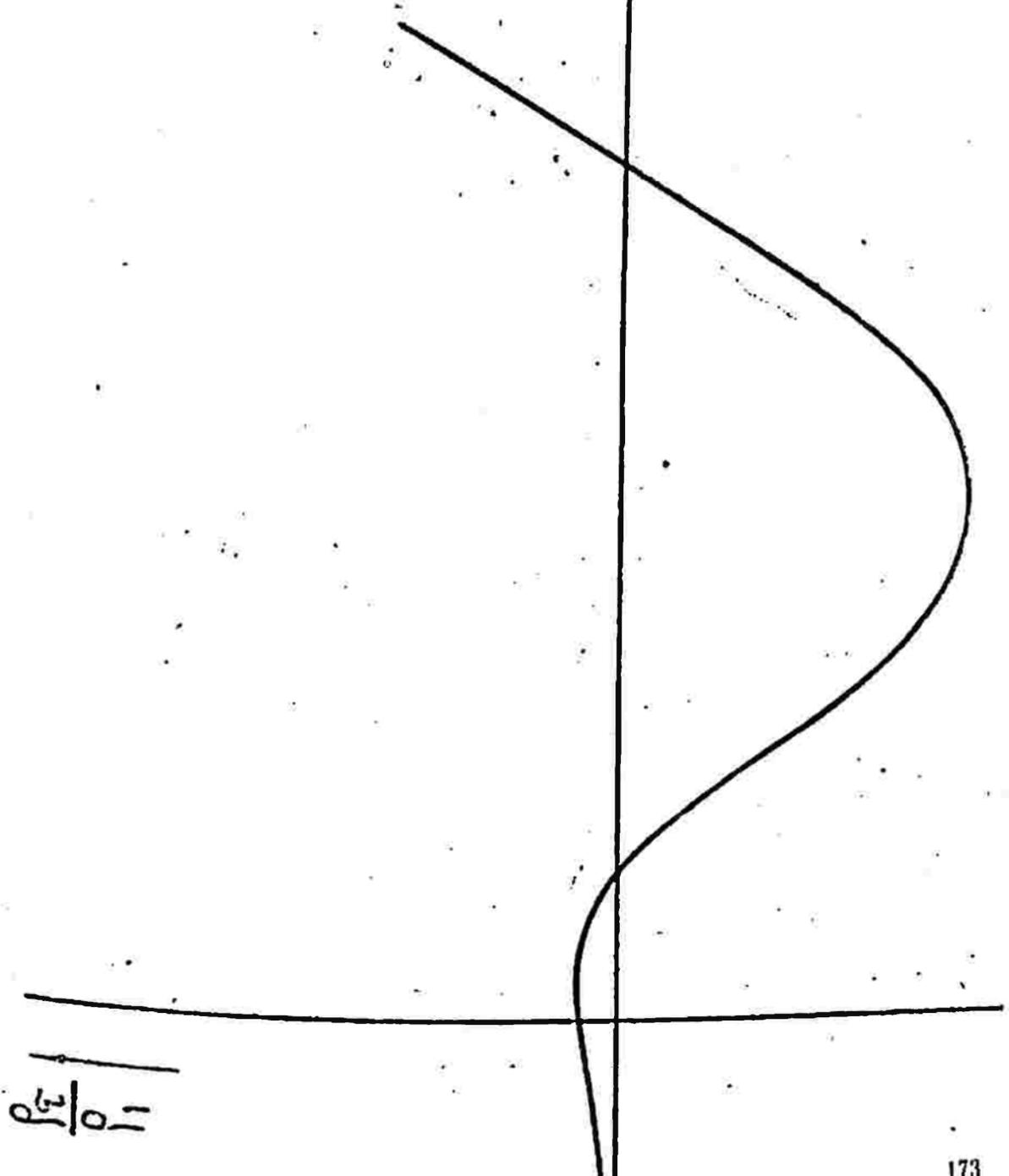
$\frac{\rho_{\tau}}{\rho_{h_1}}$

№10

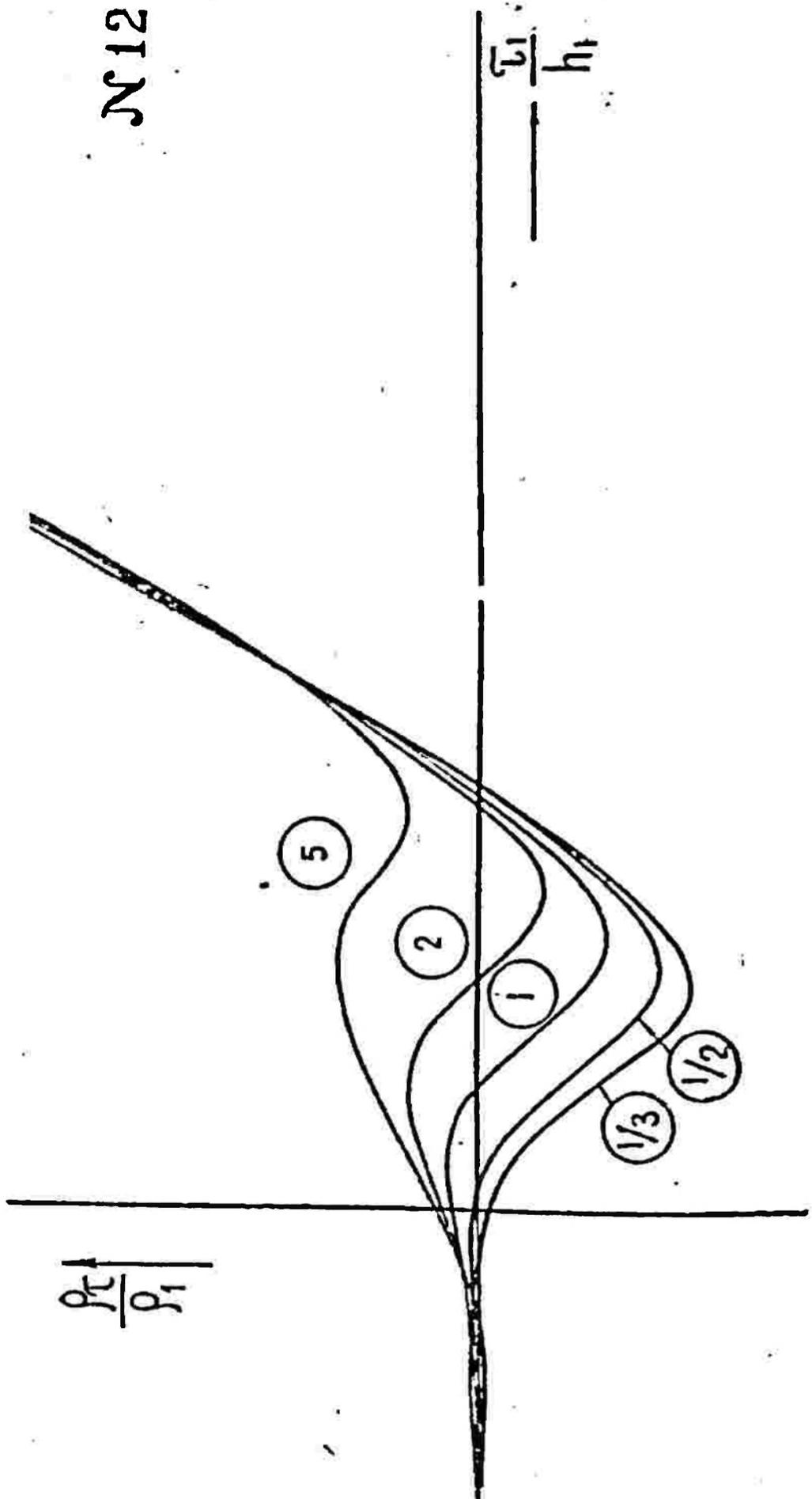


$\frac{\rho_{\tau}}{\rho_{h_1}}$

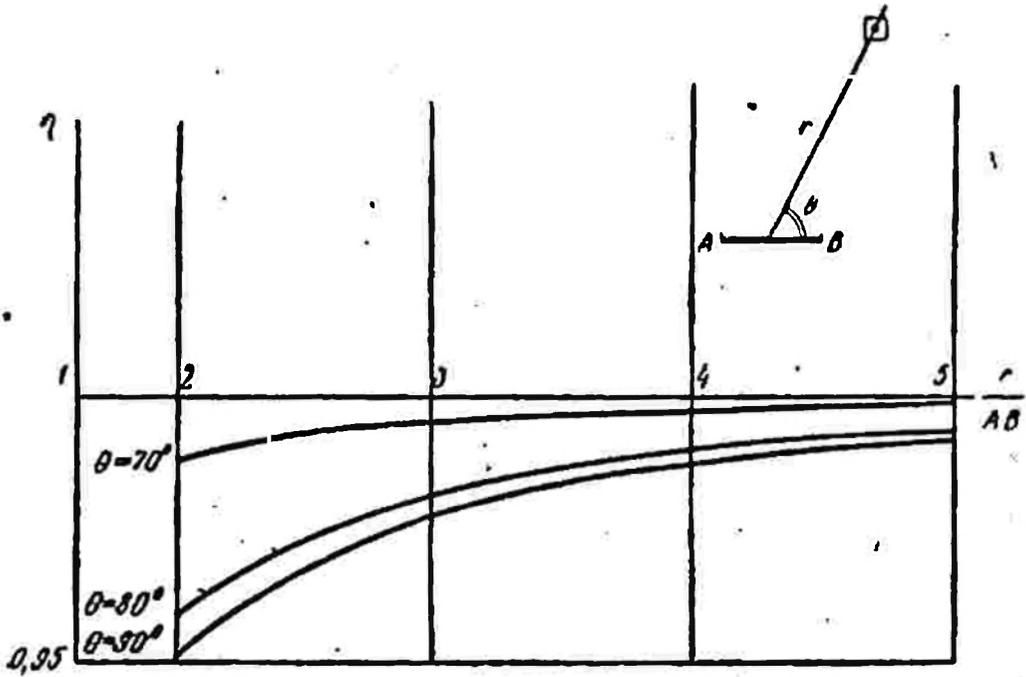
№11



№ 12



НОМОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ η -ПОПРАВКИ
ЗА НЕДИПОЛЬНОСТЬ ПИТАЮЩЕЙ ЛИНИИ



ФОРМЫ ПОЛЕВЫХ ЖУРНАЛОВ

Форма 1

Журнал коэффициентов установок

Дата	№ точки	№ лабора- тории	г. м	AB, м	θ	$\varphi_{\text{встан.}}$ м ²	$\pi_{\text{внтков}}$	K	Поправка из неиде- альности γ	Примечание

Оператор:

Форма 2

Журнал генераторной группы № _____

Дата	№ ЗСП	№ осцил- лографа	Время записи	Длитель- ность импульса	№ AB	AB, м	$R_{\text{шунта}}$ (визуаль- ного при- бора), м	$I_{\text{виз}}$ (без удвое- ния)	$I_{\text{ср}}$ (без удвое- ния)	Приме- чание

Оператор:

Журнал полевой лаборатории № _____

Дата	№ ЗС	№ осциллографа	Время записи	Длительность импульса	I	Площадь приемной петли $q, м^2$	$M/N, \%$	Чувствительность	$\Delta V_{гр}, мкв$	Полоса	Примечание

Оператор:

Журнал эталонирования

Усилитель становления № _____

Осциллограф № _____

№ осциллограммы	Чувствительность	Полоса	$\Delta V_{гр}$ усилителя, мкв	$\Delta V_{гр}$ осциллографа, мв	Отклонение, мм				Истинная величина $\Delta V_{гр}$ (градуировка усилителя), мкв	Истинная величина $\Delta V_{гр}$ (градуировка осциллографа), мв	Примечание
					от градуировки усилителя	от эталонирования схемы	от градуировки осциллографа	от эталонирования схемы			

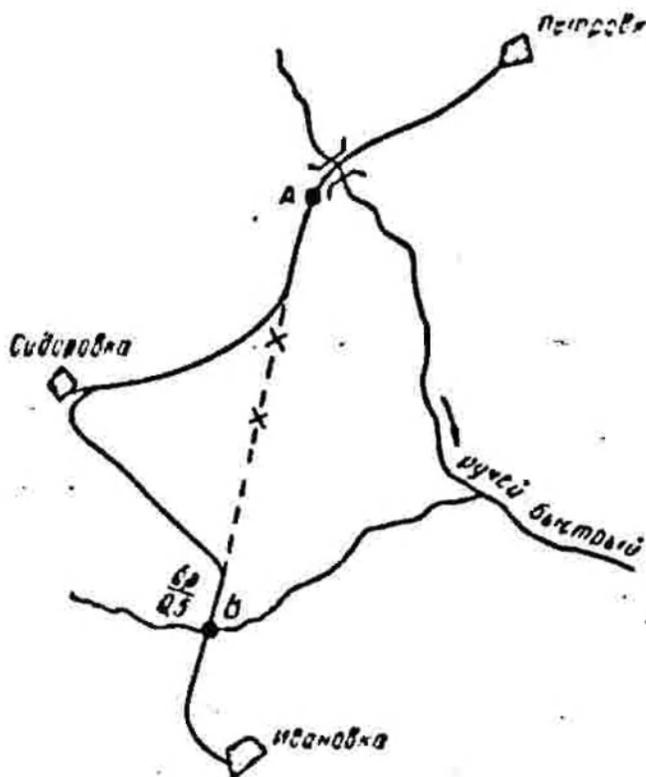
Оператор:

Вычислитель:

Журнал регистрации осциллограмм

Дата	ЗСМ	ЗСЭ	Количество осциллограмм	Номер журнальная полевой лаборатории	Номер журнала генераторной группы	Роспись		Примечание
						сдал	принял	

Журнал рекогносцировки



Петровка $AB \approx 6$ км, А — мост через ручей Быстрый п 2 км юго-западнее дер. Петровка. Разматывать по дороге на дер. Сидоровка до поворота дороги. От поворота дороги по пашне до колодца с журавлем (на пашне выставлен) две вехи), от колодца по дороге на дер. Ивановку до брода через ручей. В — брод через ручей в 2 км севернее дер. Ивановка.

Вычисление по таблицам

Обозначения	Операция	X	Y	Примечание
A_1	1	5 913 460	9 595 000	
B_2	2	5 908 730	9 59 530	
	1-2	4 730	230	
AB			4 735	
	$\frac{1-2}{2}$	2 365	115	
O		5 911 095	9 595 115	
Q_1	2	5 915 140	9 607 550	
		4 045	12 435	
r_1			13 076	
O	1	5 911 095	9 595 115	
Q_2	2	5 907 450	9 608 845	
r_2	1-2	3 645	13 730	
			14 205	

Интерпретатор:

Вычислитель:

Пример обработки осциллограммы становления магнитного поля при $r = 22232 \text{ м}$, $\theta = 76^{\circ}00'$,
 $AB = 8033 \text{ м}$, $q = 826600 \text{ м}^2$

	Отклонение блика										$\Delta V_{гр}$ мкВ	$\Delta V_{гс}$ мкВ	I_a	R_t	Примечание
	Номер импульса														
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10					
0,2	10,8	11,0	10,8	10,5	10,7	10,2	10,8	10,6	35,3	40	—	59,6	16,55	Импульсы по 15 сек $\Delta V = \frac{\Delta V_{гр} \cdot A_{ср}}{A_{гр}}$	
0,3	12,0	12,0	11,3	11,2	11,8	11,2	11,8	11,5	—	—	—	—	17,6		
0,5	14,0	13,2	12,6	14,0	13,5	13,0	13,2	13,3	—	—	—	—	20,4		
0,7	17,2	16,2	15,8	16,5	16,0	15,0	15,4	16,0	—	—	—	—	24,6		
1,0	21,4	20,5	19,1	20,3	19,6	18,5	19,0	19,7	—	—	—	—	30,2		
1,5	23,8	23,6	22,7	24,4	22,0	21,8	21,5	23,1	—	—	—	—	35,4		
2	22,5	21,8	21,0	22,2	20,6	22,2	20,2	22,2	—	—	—	—	34,0		
3	16,6	16,9	14,2	16,0	15,0	17,3	11,2	16,4	—	—	—	—	25,2		
4	11,8	11,3	9,4	16,0	10,4	11,2	9,0	11,0	—	—	—	—	16,9		
5	8,5	8,4	6,8	12,4	6,8	7,5	5,0	7,7	—	—	—	—	11,7		
6	6,2	6,2	5,0	8,4	4,0	5,0	2,8	5,0	—	—	—	—	7,66		
7	4,0	5,3	4,0	6,0	2,8	4,0	1,3	3,6	—	—	—	—	5,5		
8	2,6	4,8	2,6	5,2	1,1	3,0	0,5	2,6	—	—	—	—	4,0		
9	1,0	3,5	1,2	4,6	0,8	2,0	0	1,8	—	—	—	—	2,73		
10	0,7	2,2	0	3,0	0	1,4	0	1,05	—	—	—	—	1,61		

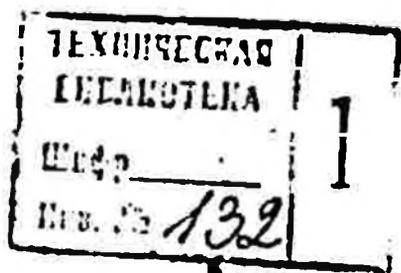
Интерпретатор:

Вычислитель:

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Введение	5
Глава I. Физико-математические основы метода становления магнитного поля	7
§ 1. Временной и спектральный методы в теории становления магнитного поля	7
§ 2. Первичное магнитное поле диполя	10
§ 3. Использование принципа взаимности для расчета неустановившегося магнитного поля	10
Глава II. Расчет и анализ теоретических кривых	17
§ 1. О численных расчетах становления магнитного поля	17
§ 2. Асимптотическое поведение становления вертикального магнитного поля	18
§ 3. Кажущееся удельное сопротивление в методе становления магнитного поля	22
§ 4. Расчет предельных волновых кривых становления магнитного поля	24
§ 5. Расчет теоретических кривых поздней стадии становления магнитного поля	37
§ 6. Палетки становления магнитного поля	41
§ 7. Построение кривых становления магнитного поля в дальней зоне	43
§ 8. Анализ теоретических кривых становления магнитного поля	44
§ 9. Максимальная разрешающая способность кривых становления магнитного поля	49
§ 10. Об эквивалентности кривых становления магнитного поля	50
Глава III. Аппаратура	52
§ 1. Регистрация становления магнитного поля	52
§ 2. Соотношение помех и полезного сигнала	53
§ 3. Блок-схема аппаратуры метода становления магнитного поля	55
§ 4. Генераторная аппаратура	56
§ 5. Измерительная аппаратура	57
§ 6. Особенности работы преобразователей	69
§ 7. Наладка усилителей	74
§ 8. Устройство для нанесения синхронных марок времени	75
§ 9. Оборудование	77

	Стр.
Глава IV. Методика полевых работ и основы интерпретации	79
§ 1. Методика полевых работ	79
§ 2. Построение кривых кажущегося удельного сопротивления ρ_s	81
§ 3. Топографо-геодезические работы	82
§ 4. Запись, обработка и графическое изображение результатов полевых наблюдений	83
§ 5. Основные технико-экономические показатели	81
§ 6. Основы интерпретации конечной стадии становления магнитного поля	85
§ 7. Использование данных электрического каротажа	88
§ 8. Искажения кривых становления магнитного поля	89
§ 9. Перспективы использования метода становления магнитного поля для решения задач структурной геологии	90
Литература	95
Приложение 1. Таблицы гиперболических и обратных гиперболических функций комплексного аргумента для расчета волновых кривых становления поля	96
Приложение 2. Типичные трехлопастные и четырехлопастные волновые кривые становления поля	162
Приложение 3. Помогрэмма для определения η -поправки за неоднородность питающей линии	175
Приложение 4. Формы полевых журналов	176



Л. Л. Ваньян, Л. З. Бобровников

ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА ПО МЕТОДУ СТАНОВЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Редактор *А. Ш. Богданов*

Редактор издательства *Т. И. Борушко*

Технический редактор *В. В. Быкова, А. Г. Иванова*

Корректор *Л. А. Столярова*

Сдано в набор 31/VIII 1962 г.

Подписано к печати 5/III-63 г.

Формат бумаги 60×90^{1/8}

Бум. л. 5,75

Печ. л. 11,5

Уч.-изд. л. 13,14

Г 00484

Тираж 4000 экз.

Зак. 791

Цена 48 коп.

Картофабрика Госгеолтехиздата
Ленинград, В-26, 19 линия, дом 50

46 коп.