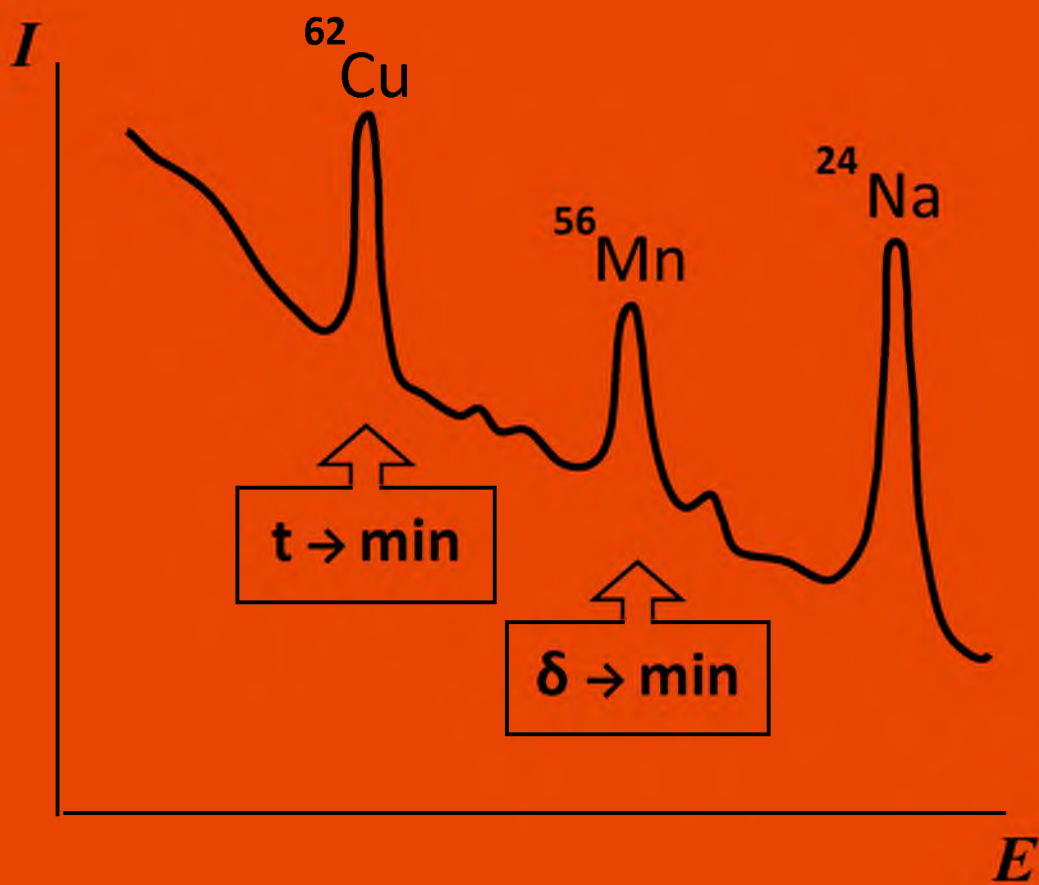


В. А. АНТОНОВ

ОПТИМИЗАЦИЯ АКТИВАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГОРНОГО ДЕЛА

В. А. Антонов

ОПТИМИЗАЦИЯ АКТИВАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Екатеринбург - 1996

УДК 550.832

Антонов В.А. Оптимизация активационных измерений.

Екатеринбург: Институт горного дела УрО РАН, 1996.- 170 с.

JSBN 5-7691-0588-7

В монографии дано теоретическое обоснование оптимизации активационных измерений, которое позволяет оценить возможность их проведения и для заданных практических условий рассчитать необходимые активационные режимы и параметры. Построена система аналитических соотношений, отражающая процесс измерения наведенного эффекта активированных стационарно и в движении сложных многоукладных веществ с учетом спектральной или интегральной регистрации излучения. Система является универсальной для разных активируемых и регистрируемых излучений, конфигураций движения твердых, жидких и газовых сред и технологических условий измерения. Предложен ряд вариантов оптимизации, в которых показана методика расчетов минимальной погрешности измерения активационного эффекта индицируемого нуклида, чувствительности его определения, допустимого количества мешающих нуклидов, интервалов времени, скорости движения, линейных или объемных размеров активационной установки. С целью иллюстрации возможности представленной теории и приобретения читателем навыков оптимизации приведены 34 практические задачи с ответами и решениями.

Монография предназначена для инженеров и научных работников, занятых проблемами активационных измерений, а также студентов физико-технических, горных и геофизических факультетов, специализирующихся в области контроля технологических параметров и исследования веществ ядерно-физическими методами.

Ответственный редактор

член-корреспондент Российской академии наук, доктор технических наук В.И. Уткин

Рецензент

кандидат геолого-минералогических наук А.М. Мухаметшин

JSBN 5-7691-0588-7

А $\frac{149(95)}{8П6(03)1993}$ — ПБ-1996

© ИГД УрО РАН, 1996

Активационный метод измерения применяют для идентификации нуклидов по результатам регистрации наведенной радиоактивности, определения потока активирующего излучения, контроля технологических параметров, оказывающих влияние на процесс активации веществ, а также для определения концентраций активируемых нуклидов и химического состава исследуемых объектов. Широко известно использование активационного метода для решения задач атомной энергетики, химической и горно-металлургической промышленности, редкометального производства, медицины, биологии, геологического опомскования и опробования. В основе метода имеются большие возможности достижения высокой точности и чувствительности определения искомых параметров, расширения круга идентифицируемых нуклидов, повышения экспрессности измерений. Перспективным является развитие технических средств, позволяющих проводить активационные измерения в автоматическом режиме и использовать полученные результаты для управления технологическими процессами.

Основной проблемой, возникающей при исследовании таким методом веществ сложного состава, является решение обратной аналитической задачи определения искомых параметров по результатам измерения интенсивности наведенного излучения. Успех решения обратной задачи непосредственно связан с выбором наиболее рационального режима активационного цикла, который обеспечивает заданные продолжительность и погрешность измерения активационного эффекта индицируемого нуклида, чувствительность его определения. Не менее важными пред-

ставляются задачи оценки допустимого количества пуклидов, излучение которых является помехой при идентификации индикатора, допустимой интенсивности постоянного фонового излучения, достаточного потока активирующего излучения. Указанные проблемы в равной степени относятся к стационарным активационным измерениям, когда анализируемое вещество в процессе активации и регистрации наведенного излучения находится в неподвижном состоянии, и к измерениям, когда вещество движется или передвигается зонд, содержащий активирующие источники и детекторы излучения. Отыскание указанных параметров и обоснованных активационных режимов, соответствующих заданным практическим требованиям, является задачей оптимизации. Решение этой задачи позволяет предварительно оценить, рассчитать искомые параметры, целенаправленно планировать и проводить активационные исследования, увеличить производительность измерений, сократить или полностью исключить громоздкое дорогостоящее моделирование и объем экспериментальных работ.

Разным аспектам оптимизации посвящены исследования многих авторов. Среди них наибольший вклад в формирование принципов и методов оптимизации стационарных измерений составляют работы Г. Айзенхаура, Ж. Моррисона, Б. Г. Егизарова, А. С. Штани, Г. С. Возженикова, Р. Н. Гамбаряна, Е. Б. Бланкова, И. П. Рослякова, Г. П. Гордадзе [1 - 14], а в области измерений при условии движения - работы Ю. П. Булашевича, И. И. Бреднева, Е. Р. Карташева, А. С. Штани, И. Н. Иванова, Л. Н. Григорьева [15 - 21]. Отмечая существенные успехи в решении отдельных проблем, состояние теории оптимизации нельзя считать удовлетворительным в той мере, в какой это достаточно для решения широкого круга практических задач анализа веществ сложного состава. Ряд аналитических оптимизационных соотношений получен лишь для моноклида, а в случае движущихся зондов или вещества -

для условий активации излучением точечного источника. По мере возрастания количества активируемых нуклидов и изменения конфигурации облучения движущегося вещества задача оптимизации существенно усложняется. Для ее решения исследовали отдельные математические функции при заданных условиях оптимизации [1-7, 10, 11, 19, 20, 32-41], по которым удается установить численные значения оптимальных параметров только в частных случаях конкретных методик и математических программ, реализуемых на ЭВМ. Численные методы решения задач оптимизации не позволяют вскрыть закономерности изменения активационных параметров и их функциональные взаимосвязи. Поэтому большое количество результатов теоретических расчетов и экспериментальных измерений, полученных для разных веществ и технологических режимов, воспринимается разрозненно как специфические для данных условий. В создавшейся ситуации неспособность теории дать обоснованный прогноз и оценку оптимальных параметров для сложных многофакторных веществ и разнообразных условий измерения является фактором, сдерживающим дальнейшее развитие и практическое применение активационного метода.

Очевидно, что в настоящее время созрела необходимость устранения указанных недостатков, создав обобщенную теоретическую основу для решения задач оптимизации. Предложенный автором метод оптимизации, опубликованный в нескольких работах [22-30], позволяет учесть большинство перечисленных недостатков. Подход к оптимизации дает возможность неограниченно увеличить количество нуклидов в анализируемом веществе, учесть влияние фонового излучения и многообразие вариантов измерений. Настоящая монография представляет собой попытку обобщения теоретических исследований в этой области. Автор ставил задачу формирования математической модели процессов активации и измерения активационного эффекта, способной

объединить оптимизационные соотношения во взаимосвязанную систему, из которой при конкретно заданных практических условиях следовали бы соответствующие методики расчета оптимальных параметров. В основу оценки качества измерений положена статистическая погрешность, допускаемая при определении интенсивности наведенного излучения одного или нескольких нуклидов-индикаторов. Поскольку процедура оптимизации зависит от выбранных условий активации и методов регистрации наведенного эффекта, представляется вполне оправданным принятая последовательность изложения материала, включающая рассмотрение отдельных этапов активационного цикла как в стационарных, так и в непрерывных измерениях при условии движения.

Книга состоит из десяти глав. В первой главе рассмотрены аналитические выражения усредненной по времени регистрации аппаратурной интенсивности наведенного излучения. Аналитические соотношения приведены с учетом одного или нескольких циклов активации. Интенсивность наведенного излучения в случае движения представлена в обобщенном виде, пригодном для разных зондов и конфигураций перемещения твердых, жидких и газовых веществ. Во второй главе рассмотрена зависимость относительной статистической погрешности определения интенсивности наведенного излучения индикатора от условий и методики регистрации активационного эффекта. Подробно в матричной форме описано влияние режимов спектральной и интегральной регистрации, которая может проводиться многократно в течение времени или на разном расстоянии от области активации для движущихся объектов. В третьей, четвертой и пятой главах сформулированы критерии оптимизации и их совместимые сочетания. Для реализации этих критериев получены соответствующие аналитические соотношения. Дан их подробный анализ в связи с возможными вариациями нуклидного состава вещества и условий измерения. Особое внимание уделено описанию

взаимосвязей параметров мононуклидного вещества, который в частном случае при условии движения активируется излучением точечного источника. В шестой главе впервые рассмотрены оптимизационные соотношения с учетом дополнительного полезного активационного эффекта нуклидов, образующихся при активации одновременно с основным индикатором. В седьмой главе приведены аналитические соотношения для определения параметров технологического движения вещества или зонда. В восьмой главе оптимизационные соотношения объединены в систему, которая, в зависимости от набора заданных и искомых параметров, реализуется различными вариантами оптимизации. Рассмотрены 38 вариантов оптимизации стационарных измерений и 13 вариантов для условий движения. Предложенные варианты содержат методику расчета минимальной погрешности измерения активационного эффекта индицируемых нуклидов, чувствительности их определения, допустимого количества мешающего нуклида, интервалов времени, скорости движущегося зонда или вещества и линейных или объемных размеров активационной установки. Девятая глава посвящена анализу соответствия полученных выводов результатам известных теоретических и экспериментальных исследований. Из множества известных работ других авторов выделены лишь наиболее обобщающие и значимые исследования. Результаты таких исследований представлены в эквивалентном для сопоставления виде. Приведенный материал не является обзорным, тем не менее, его объем достаточен для доказательства достоверности сделанных в монографии выводов. Подтверждением этому является близкое соответствие полученных теоретических положений и результатов известных экспериментов. В десятой главе представлены 34 практические задачи оптимизации, сопровождаемые пояснениями и решениями. При постановке и решении задач автор ставил цель – раскрыть возможности приведенной теории, способствовать приобретению читателем навыков оптимизации.

Не претендуя на исчерпывающую полноту решения поставленной задачи, автор полагает, что теоретические представления оптимизации в изложенном объеме отражают в обобщенной систематизированной форме закономерности активационных процессов и их освоение может быть полезным заинтересованному читателю. Сознавая, что монография не свободна от недостатков и учитывая, что некоторые обобщения и ряд вопросов в ней рассмотрены впервые, автор будет признателен за все замечания и пожелания, которые могут возникнуть при ее прочтении.

1.1. СТАЦИОНАРНАЯ АКТИВАЦИЯ

Количество радиоактивных ядер мононуклида dN_1 , активированных в единичном объеме за время dt_a излучением с плотностью потока на момент начала активации ϕ , определяется произведением

$$dN_1 = \phi \Sigma e^{-\gamma t_a} dt_a, \quad (1.1)$$

где Σ - макроскопическое сечение активации на момент ее начала; γ - параметр, характеризующий устойчивость процесса активации; t_a - время активации. Количество радиоактивных ядер dN_2 , распавшихся в единичном объеме за время dt_a , равно

$$dN_2 = -\lambda N dt_a, \quad (1.2)$$

где N - количество искусственно образованных ядер в единичном объеме. Обозначив суммарный прирост ядер $dN = dN_1 + dN_2$, получим дифференциальное уравнение

$$dN = \phi \Sigma e^{-\gamma t_a} dt_a - \lambda N dt_a, \quad (1.3)$$

решение которого представим в виде

$$N = \frac{\phi \Sigma e^{-\gamma t_a}}{\lambda - \gamma} \left[1 - e^{(\gamma - \lambda) t_a} \right]. \quad (1.4)$$

После прекращения активации прироста радиоактивных ядер нет ($dN_1 = 0$), а их распад продолжается. Обозначив t_{II} время паузы, отсчитываемое с момента прекращения активации, определим количество радиоактивных ядер dN , распавшихся в единичном объеме за интервал dt_{II} ,

$$dN = -\lambda N dt_{II}. \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) имеет решение

$$N = N_0 e^{-\lambda t_{\Pi}}, \quad (1.6)$$

где N_0 - количество радиоактивных ядер в единичном объеме на момент прекращения активации, т.е. N_0 определяется выражением (1.4). Тогда, спустя время t_{Π} после прекращения активации, имеем

$$N = \frac{\varphi \Sigma e^{-\gamma t_a}}{\lambda - \gamma} \left[1 - e^{-(\gamma - \lambda)t_a} \right] e^{-\lambda t_{\Pi}}. \quad (1.7)$$

Определим интенсивность I_{Π} наведенного излучения, регистрируемого в заданном диапазоне его энергии детектором в момент паузы t_{Π} . Интегрируя N по объему излучателя V_p и объему детектора V_d , получим выражение

$$I_{\Pi} = I_{\infty} (1 - e^{-\tau_a}) e^{-\tau_{\Pi} - \gamma t_a}, \quad (1.8)$$

где

$$I_{\infty} = \Sigma \mu \omega \frac{\lambda}{\lambda - \gamma} \int_{V_d} dV_d \int_{V_p} \varphi W dV_p; \quad (1.9)$$

$\tau_a = (\lambda - \gamma)t_a$; $\tau_{\Pi} = \lambda t_{\Pi}$; W - функция ослабления наведенного излучения, достигшего элемента объема детектора dV_d ; μ - линейный коэффициент поглощения излучения веществом детектора; ω - выход наведенного излучения с заданной энергией при распаде радиоактивного ядра.

Рассмотрим следующие случаи устойчивости активационных процессов.

В первом случае $\gamma = 0$. Если $\tau_a \gg 1$, $\tau_{\Pi} = 0$, то имеем $I_{\Pi} = I_{\infty}$. При продолжительной активации (намного больше периода полураспада нуклида) наступает насыщение I_{Π} до предельного значения I_{∞} , что соответствует равновесию процессов образования и распада радиоактивных ядер.

Во втором случае $\gamma = \lambda'$, где λ' - постоянная распада источни-

ка активирующего излучения. Учет этого фактора необходим, когда за время активации источник активирующего излучения заметно распадается и плотность облучающего потока уменьшается. Если $\lambda \gg \lambda_0$, то накопление радиоактивных ядер определяется постоянной распада облучающего источника.

В третьем случае $\gamma = \sigma\phi$, где σ – микроскопическое сечение активации материнского нуклида. В процессе облучения количество материнского вещества уменьшается за счет выбывания ("выгорания") активированных ядер. Данный фактор учитывается, когда нуклид имеет высокое сечение активации и облучается длительное время в потоке с высокой плотностью излучения, т.е. $\sigma\phi$ и λ соизмеримы.

Второй и третий случай в практике активационных измерений встречается весьма редко. В большинстве случаев соблюдается неравенство $\gamma/\lambda \ll 1$, поэтому соотношения, рассматриваемые в следующих разделах, будем относить к первому случаю, имея при этом в виду, что при неустойчивой активации за счет проявления γ -факторов необходимо ввести в I_{Π} соответствующую коррекцию.

За время t регистрации наведенного излучения его интенсивность экспоненциально уменьшается. Поэтому результатом измерений является среднее значение интенсивности излучения I , которое определяется как частное от деления зарегистрированного отсчета на время регистрации. Определим I интегрированием

$$I = \frac{1}{t} \int_{t_{\Pi}}^{t_{\Pi}+t} I_{\Pi} dt_{\Pi}. \quad (1.10)$$

Принимая в формуле (1.8) $\gamma = 0$, получим

$$I = I_{\infty} \tau^{-1} (1 - e^{-\tau/a})(1 - e^{-\tau}) e^{-\tau_{\Pi}}, \quad (1.11)$$

где $\tau = \lambda t$.

Графическое изображение I_{Π} и I показано на рис.1.1. При $\tau \ll 1$

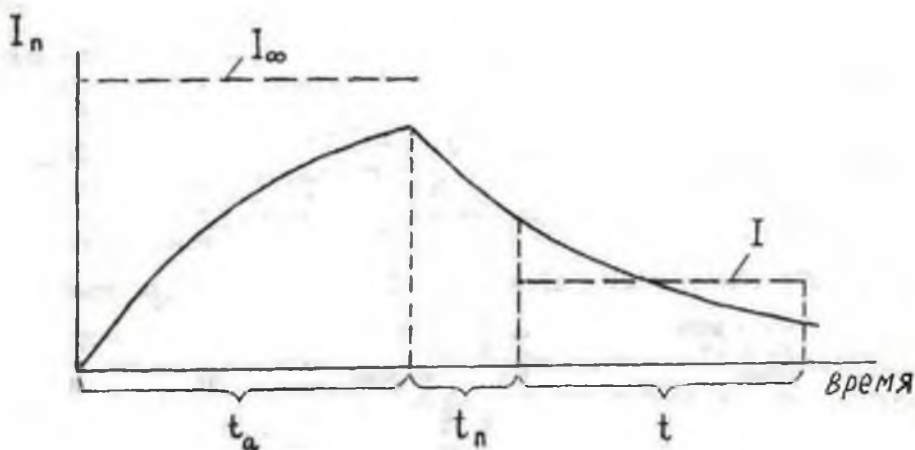


Рис.1.1. Изменение интенсивности наведенного излучения.

интенсивность I не зависит от τ : $I = I_{\infty}(1 - e^{-\tau/\tau_a})e^{-\tau/\tau_n}$. Если дополнительно положить $\tau_a \ll 1$, $\tau_n \ll 1$, то $I = I_{\infty}\tau_a$. Непосредственно из равенства (1.11) следует, что I стремится к насыщению при $\tau_a \gg 1$ и существенно убывает при $\tau > 1$.

Отметим, что I_{∞} зависит от количества активированного вещества и содержания O в нем материнского нуклида, поскольку макроскопическое сечение активации Σ определяется соотношением

$$\Sigma = \frac{N_a}{\Lambda} \rho q \sigma, \quad (1.12)$$

где N_a - число Авогадро; Λ - молярная масса вещества; ρ - плотность вещества; q - распространенность материнского изотопа в естественной смеси. Для веществ, состоящих из одного химического элемента, $\sigma = 1$.

Интенсивность наведенного излучения, насыщенная по времени активации, может быть рассчитана по формуле (1.9) или определена

экспериментально из формулы (1.11) по результатам измерений средней интенсивности излучения.

1.2. АКТИВАЦИЯ В УСЛОВИЯХ ДВИЖЕНИЯ

Обращаясь к активационным процессам в движущемся веществе, отметим, что в равной степени эти процессы также происходят при движении активационного устройства (зонда), содержащего источники активирующего излучения и регистрирующие излучение детекторы. При этом изменяется направление системы координат, а полученные аналитические выражения по отношению к выбранной системе отсчета являются инвариантными. Разница заключается лишь в том, что при движении зонда на всем интервале перемещения по отношению к нему должно сохраняться геометрическое расположение вещества.

Количество радиоактивных ядер dN , образовавшихся в единичном объеме монокристаллического твердого вещества, пересекшего со скоростью v пучок активирующего излучения протяженностью dx_1 и переместившегося с той же скоростью в точку x , определяется равенством

$$dN = \frac{\Sigma\varphi(x_1)}{\lambda} \left[1 - e^{-\lambda \frac{dx_1}{v}} \right] e^{-\lambda \frac{x-x_1}{v}}, \quad (1.13)$$

где x_1 - координата пучка активирующего излучения. Учитывая, что $\lambda \frac{dx_1}{v} \ll 1$ и распространяя поток активирующего излучения от $-a$ до a ($a < x$), из равенства (1.13) получим следующее выражение для расчета количества вынесенных в точку x радиоактивных ядер

$$N = \frac{\Sigma}{v} \int_{-a}^a \varphi(x_1) e^{-\lambda \frac{x-x_1}{v}} dx_1. \quad (1.14)$$

Усредним плотность облучающего потока вдоль направления x_1 с учетом смещенного центра его распределения ξ ($-a < \xi < a$) относитель-

но точки $x=x_1=0$, то есть представим $\varphi(x_1) = \bar{\varphi} e^{\lambda\xi/v}$, где

$$\xi = \frac{1}{2\bar{\varphi}a} \int_{-a}^a x_1 \varphi(x_1) dx_1; \quad \bar{\varphi} = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a \varphi(x_1) dx_1.$$

Внесем $\bar{\varphi}$ за знак интеграла выражения (1.14), положив при этом, что время движения на интервале ξ не больше среднего времени жизни нуклида, то есть $|\xi| < v/\lambda$

$$N = \frac{\Sigma}{v} \bar{\varphi} e^{-\lambda \frac{x-\xi}{v}} \int_{-a}^a e^{\lambda \frac{x_1}{v}} dx_1. \quad (1.15)$$

После интегрирования имеем

$$N = \frac{\Sigma \bar{\varphi}}{\lambda} \left[e^{\lambda \frac{a}{v}} - e^{-\lambda \frac{a}{v}} \right] e^{-\lambda \frac{x-\xi}{v}}. \quad (1.16)$$

Распространяя интегрирование N за пределами области активации, получим интенсивность I наведенного излучения, зарегистрированного детектором (см. рис. 1.2),

$$I = \left[e^{\lambda \frac{a}{v}} - e^{-\lambda \frac{a}{v}} \right] \Sigma \omega \int_{V_d} \int_{V_p} \bar{\varphi} w e^{-\lambda \frac{x-\xi}{v}} dv_p. \quad (1.17)$$

Положим, что функция $\exp(-\lambda \frac{x-\xi}{v})$ в пределах области регистрируемого излучения аппроксимируется ее значением в точке $x = \bar{\xi} + L$, где $\bar{\xi}$ - среднее значение ξ по площади поперечного сечения вещества, L - расстояние от среднего центра $\bar{\xi}$ до центра детектора. Представим выражение (1.17) формулой

$$I = 2I_{\infty} e^{-\tau_{\Pi}} \operatorname{sh} \tau_{\alpha}, \quad (1.18)$$

где $\tau_{\alpha} = \lambda a/v$; $\tau_{\Pi} = \lambda L/v$; I_{∞} - насыщенная по времени активации интенсивность наведенного излучения, которая рассчитывается интегрированием

$$I_{\infty} = \sum \mu \omega \int_{V_d} dV_d \int_{V_p} \bar{\varphi} w dV_p \quad (1.19)$$

и определяется экспериментально по результатам стационарных или непрерывных активационных измерений из формул (1.11) или (1.18), соответственно. Обозначив в процессе стационарных измерений длину области регистрации наведенного излучения в направлении движения вещества $2d$, отметим, что за время паузы от окончания стационарной активации до начала регистрации при $d > a$ активированную область перемещают к разным i -участкам области регистрации и $I_{\infty i}$ суммируют. При условии $d < a$ проводят также многократные активационные измерения, перемещая каждый раз к детектору разные i -участки активированной области, и $I_{\infty i}$ усредняют. С целью усреднения активационного эффекта возможна его регистрация при перемещении области активации относительно детектора.

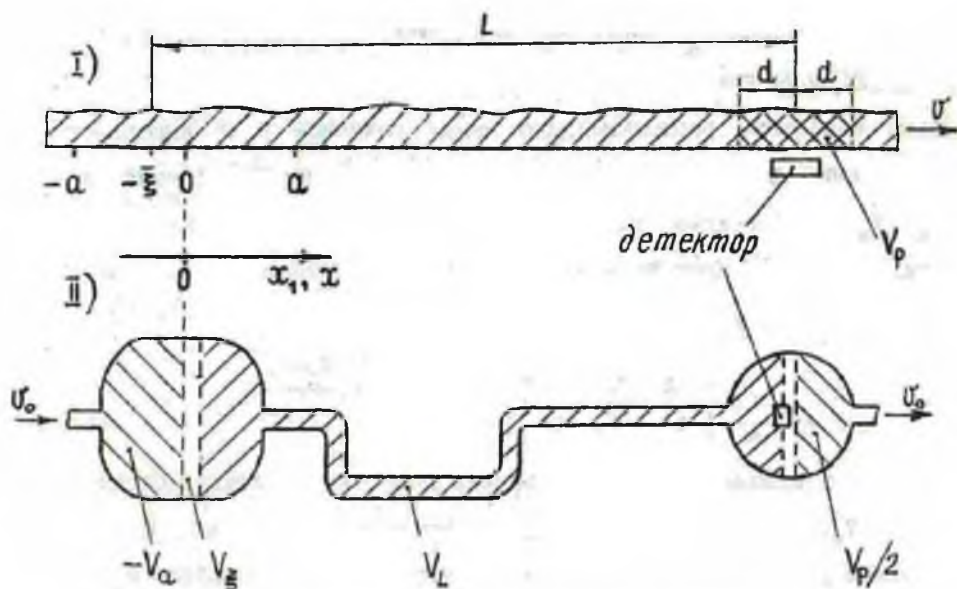


Рис.1.2. Схема линейного I и объемного II передвижения активируемого вещества.

В случае активационных измерений объемно-передвигающихся веществ (жидкостей или газов) в процессе движения и переливания их локальные объемы перемешиваются и мигрируют внутри емкостей, поэтому единичный объем вещества облучается активирующим излучением с усредненной плотностью потока $\bar{\varphi}$

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{2V_a} \int_S \int_{-x_a}^{x_a} \varphi(x_1) dx_1, \quad (1.20)$$

среднее смещение центров которого расположено в плоскости $x_1 = \bar{\xi}$

$$\bar{\xi} = \frac{1}{2\bar{\varphi}V_a} \int_S \int_{-x_a}^{x_a} x_1 \varphi(x_1) dx_1; \quad (-x_a < \bar{\xi} < x_a),$$

где S - площадь нормального к направлению x_1 сечения, проходящего через точки $x=x_1=0$ и разделяющего область активации на две равные части с объемом каждой V_a ; x_a - расстояние в направлении x_1 от элемента dS на сечении S до границы области активации; x_a - наибольшее значение x_a . Часть объема области активации, расположенного между сечением S и плоскостью $\bar{\xi}$, обозначим V_ξ ($-V_a < V_\xi < V_a$). Объем вещества, расположенного между сечением S и нормальным к направлению движения сечением вне области активации, обозначим V_x ($V_x > V_a$). Интегрируя по области активации, определим количество активированных ядер N в единичном объеме вещества, выходящем из объема V_x , при условии $|V_\xi| < v_0/\lambda$

$$N = \frac{\Sigma \bar{\varphi}}{\lambda} \left[e^{\lambda \frac{V_a}{v_0}} - e^{-\lambda \frac{V_a}{v_0}} \right] e^{-\lambda \frac{V_x - V_\xi}{v_0}}, \quad (1.21)$$

где v_0 - объемная скорость движения вещества. Учитывая объем вещества V_L , расположенного между плоскостью $\bar{\xi}$ и нормальным к направлению движения сечением через центр детектора в области регистрируемого наведенного излучения, проинтегрируем N по объему излу-

чающей области. При условии аппроксимации функции $\exp(-\lambda \frac{v-v_c}{v_0})$ ее значением в объеме $V_X = V_\xi + V_L$, получим интенсивность наведенного излучения, выраженную также формулой (1.18), где $\tau_\alpha = \lambda V_\alpha / v_0$;
 $\tau_\Pi = \lambda V_L / v_0$;

$$I_\infty = \Sigma \mu \bar{\omega} \int_{V_d} dV_d \int_{V_p} w dV_p. \quad (1.22)$$

Величину I_∞ можно определить из формул (1.18) или (1.11) по результатам непрерывных или, соответственно, стационарных измерений. В процессе стационарных измерений при условии $2V_\alpha \leq V_p$ активированное вещество перемещают в область регистрации излучения с заполнением разности объемов неактивированным веществом. При этом зарегистрированный отсчет умножают на отношение $V_p / 2V_\alpha$. Если $2V_\alpha > V_p$, то активационный эффект измеряют при пропускании всего объема активированного вещества через область регистрации.

В течение времени измерения через область регистрации перемещается определенное количество вещества, поэтому Σ в формулах (1.19), (1.22), а также связанное с Σ содержание ϕ являются величинами усредненными по длине его интервала или по его объему.

Из выражений (1.19), (1.22) следует, что I_∞ не зависит от размеров области активации при $d\bar{\phi}/d\alpha = 0$, $d\bar{\phi}/dV_\alpha = 0$, когда вещество равномерно активируется однородным потоком излучения с одинаковой плотностью. Если однородности облучающего потока нет, например, в случае применения точечного источника излучения и $d\bar{\phi}/d\alpha \neq 0$, $d\bar{\phi}/dV_\alpha \neq 0$, то I_∞ зависит от размеров области активации. Характер такой зависимости определяется видом распределения ϕ .

Дифференцируя выражение (1.18) по формуле $dI/dv=0$ или $dI/dv_0=0$, определим параметр τ_Π , соответствующий максимальной интенсивности наведенного излучения

$$\tau_{\Pi} = \frac{1}{2b} \ln \frac{1+b}{1-b}, \quad (1.23)$$

где $b = a/L = v_a/v_L$; $b < 1$. На рис.1.3. представлены графики относительного изменения интенсивности излучения, рассчитанные по формуле (1.18). Подставив выражение (1.23) в формулу (1.18), получим максимальную интенсивность излучения I_{\max}

$$I_{\max} = 2I_{\infty} b \left[\frac{(1-b)^{1-b}}{(1+b)^{1+b}} \right]^{\frac{1}{2b}}. \quad (1.24)$$

В случае $b \ll 1$ из выражения (1.23) определим, что интенсивность I_{\max} достигается при значении параметра $\tau_{\Pi} = 1$. Тогда из формулы (1.18) следует

$$I_{\max} = 2I_{\infty} b e^{-1}. \quad (1.25)$$

Из приведенных соотношений видно, что параметр τ_{Π} , соответствующий I_{\max} , и отношение I_{\max}/I_{∞} зависят лишь от параметра b . Представим для случая $b \ll 1$ интенсивность наведенного излучения в относительном виде

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{\text{sh } \tau_{\Pi} b}{b} e^{1-\tau_{\Pi}}. \quad (1.26)$$

При $b\tau_{\Pi} < 1$ имеем

$$I = 2I_{\infty} \tau_{\Pi} e^{-\tau_{\Pi}} = 2I_{\infty} b \tau_{\Pi} e^{-\tau_{\Pi}} \quad (1.27)$$

и

$$\frac{I}{I_{\max}} = \tau_{\Pi} e^{1-\tau_{\Pi}}, \quad (1.28)$$

то есть отношение I/I_{\max} не зависит от b . Зависимость отношения I/I_{\max} от $1/\tau_{\Pi}$, рассчитанная по формуле (1.28), представлена на рис.1.4. График демонстрирует вид распределения наведенной интенсивности излучения при изменении скорости передвижения вещества или зонда. Экстремальный характер такого распределения объясняется тем, что при $b < 1$ и $\tau_{\Pi} \ll 1$ параметр активации также мал ($\tau_a \ll 1$), и,

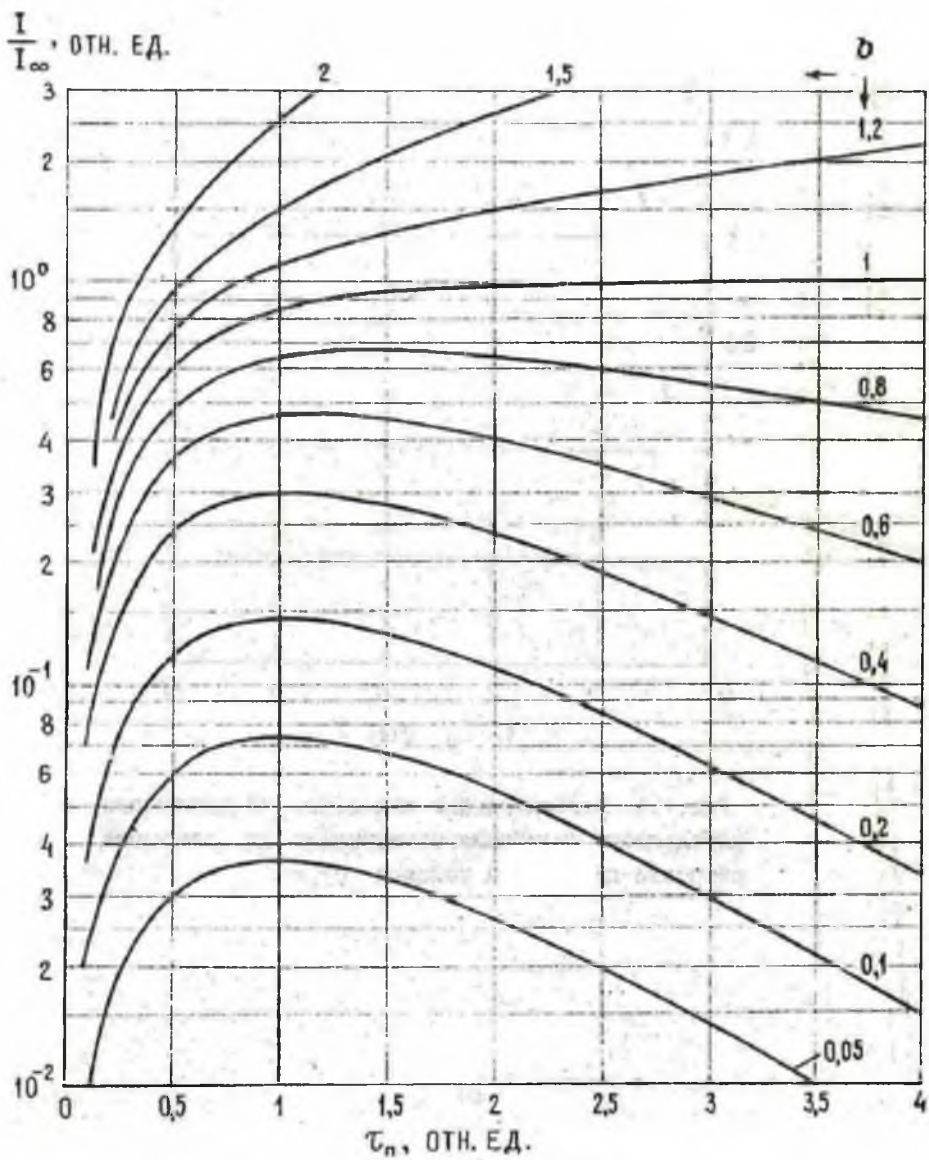


Рис.1.3. Зависимость интенсивности наведенного излучения мононуклида от параметра τ_n .

I/I_{\max} ,
отн. ед.

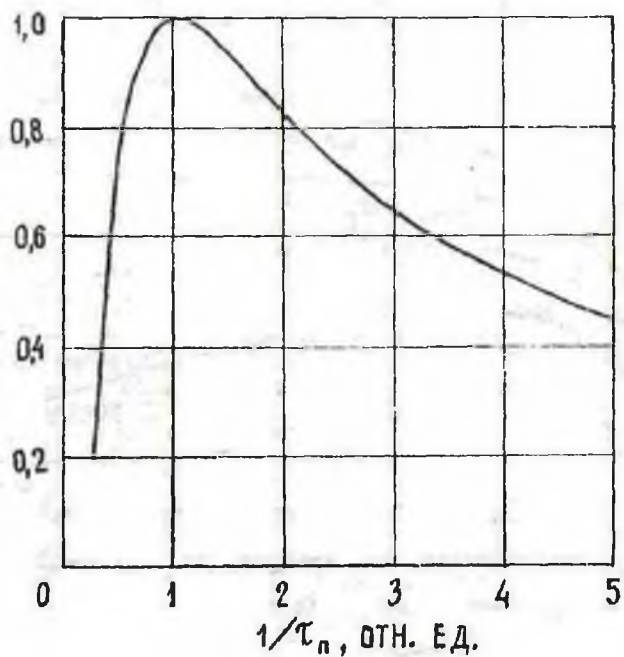


Рис.1.4. Относительное изменение интенсивности наведенного излучения моноуклида при изменении скорости движения и условии $\delta\tau_n < 1$.

следовательно, в процессе активации накапливается малое количество радиоактивных ядер, а при $\tau_{\Pi} > 1$ их количество существенно уменьшается из-за распада на интервале передвижения, разделяющем области активации и регистрации. В точке экстремума имеем $1/\lambda = L/v$ или $1/\lambda = v_L/v_0$, т.е. максимуму распределения соответствует скорость движения, при которой активированное вещество или зонд преодолевают расстояние между центром активации и детектором за среднее время жизни нуклида.

Для случая $\tau_a > 1$ из формулы (1.18) получим $I = I_{\infty} \exp(\tau_a - \tau_{\Pi})$. Отметим, что при $v_{\xi} > 0$, $\xi > 0$ и $\tau_{\Pi} < \tau_a$ ($b > 1$) имеет место неравенство $I > I_{\infty}$, которое является следствием преимущественного накопления радиоактивных ядер в положительной части области активации и усреднения I_{∞} по всему объему или длине этой области. Тогда количество радиоактивных ядер, вынесенных из области активации, увеличивается. Формулой (1.18) можно пользоваться лишь при наличии движения, то есть при условии $v > \lambda|\xi|$, $v_0 > \lambda|v_{\xi}|$. Если $\bar{\xi} \leq 0$, $v_{\xi} \leq 0$, то $\tau_{\Pi} \geq \tau_a$ ($b \leq 1$) и, следовательно, $I \leq I_{\infty}$.

Если граница области активации выбрана так, что охватывает весь интервал или объем облучаемого вещества и при изменении размера области поток активизирующего излучения не изменяется, то $\bar{\phi}$, следовательно, и I_{∞} обратно пропорциональны α или v_a . Интенсивность наведенного излучения линейно-движущегося вещества при прочих равных условиях не должна зависеть в этом случае от положения границы, а I объемно-движущегося вещества, очевидно, должна уменьшаться как $\exp(-\Delta\tau_a)$, где $\Delta\tau_a$ - приращение τ_a , поскольку изменение v_a приводит к изменению v_L . В формуле (1.18) изменение I_{∞} компенсируется функцией $\sinh\tau_a$ в тех пределах, когда $\tau_a < 1$, т.е. когда выполняется соотношение $\tau_{\Pi} < 1/b$. Если указанное соотношение в целом для области активации не выполняется, то она всегда может быть

разделена на i -участки, для каждого из которых выполняется условие $\tau_{\text{II}} < 1/b_i$. Интенсивность наведенного излучения тогда представляется в виде суммы I_i , слагаемые которой рассчитываются по формуле (1.18).

Следует еще отметить, что радиоактивность вещества по мере его продвижения через большую область активации насыщается. Поэтому измеряемая интенсивность наведенного излучения отражает в основном активационные процессы, происходящие в конечной части области активации за интервал времени три-четыре периода полураспада до окончания облучения. Таким образом, величины, входящие в формулу (1.18), соответствуют лишь этой части области активации. Ее относительный размер, выраженный параметром активации, ограничивается соотношением $2\tau_0 = 3$, т.е. практически следует принять $\tau_0 \leq 1,5$.

В случае, когда заданы функции распределения плотности потока активирующего и наведенного излучений, возможен аналитический расчет I без процедур усреднения. Величины I_∞ , τ_0 , τ_{II} выражаются через параметры распределения заданных потоков. В качестве примера рассмотрим случай одномерного распределения плотностей потока активирующего излучения $\varphi = \varphi_0 \exp(-|x_1|/L_e)$ и потока наведенного излучения, пропорционального функции $\exp(-|x - L|/L_n)$, где L_e и L_n - длины релаксации; φ_0 - значение φ в точке $x_1 = 0$. Разделив в формуле (1.14) область интегрирования на участки от $-\infty$ до 0 и от 0 до x , рассчитаем количество радиоактивных ядер в единичном объеме вещества, вынесенного по ходу движения в точку x ($x \geq 0$). Получим выражение

$$N = \frac{\varphi_0 \Sigma}{v} e^{-\frac{\lambda x}{v}} \left[\int_{-\infty}^0 e^{-\frac{\lambda x_1}{v} + \frac{x_1}{L_e}} dx_1 + \int_0^x e^{-\frac{\lambda x_1}{v} - \frac{x_1}{L_e}} dx_1 \right].$$

которое после интегрирования представим в виде

$$N = N_0 \frac{\tau_e}{1 - \tau_e} \left[\frac{2}{1 + \tau_e} e^{-\tau_e x / L_e} - e^{-x / L_e} \right],$$

где $N_0 = \varphi_0 \Sigma / \lambda$; $\tau_e = \lambda L_e / v$. Рассчитаем также количество радиоактивных ядер в единичном объеме вещества в точке $-x$. Из формулы (1.14) имеем

$$N = \frac{\varphi_0 \Sigma}{v} e^{-\frac{\lambda x}{v}} \int_{-\infty}^{-x} e^{-\frac{\lambda x_1}{v} + \frac{x_1}{L_e}} dx_1.$$

Результат интегрирования следующий:

$$N = N_0 \frac{\tau_e}{1 + \tau_e} e^{x / L_e}; \quad (x < 0).$$

Учитывая распределение N по оси x , рассчитаем интенсивность наведенного излучения, регистрируемого детектором в точке $x = L$. Имеем интегральную сумму

$$I = B \tau_e \left\{ \frac{1}{1 + \tau_e} \int_{-\infty}^0 e^{-\frac{x}{L_e} - \frac{L-x}{L_M}} dx + \frac{1}{1 - \tau_e} \left[\int_0^L \left(\frac{2}{1 + \tau_e} e^{-\frac{x}{L_e} \tau_e} - e^{-\frac{x}{L_e}} \right) e^{-\frac{L-x}{L_M}} dx + \int_L^{\infty} \left(\frac{2}{1 + \tau_e} e^{-\frac{x}{L_e} \tau_e} - e^{-\frac{x}{L_e}} \right) e^{-\frac{x-L}{L_M}} dx \right] \right\}, \quad (1.29)$$

где $B = \lambda N_0 S_d \varepsilon$; S_d - площадь поверхности детектора, перпендикулярной к направлению оси x ; ε - эффективность регистрации детектором наведенного излучения. После интегрирования выражения (1.29) при совмещении условий $\tau_e \neq 1$; $L_e \neq L_M$ и небольших преобразований получим

$$I = 2B \tau_e L_e L_M \left\{ \frac{2L_e e^{-\tau_e L}}{(1 - \tau_e^2)(L_e^2 - L_M^2 \tau_e^2)} - \frac{L_e e^{-L/L_e}}{(1 - \tau_e)(L_e^2 - L_M^2)} + \frac{L_M^2 e^{-L/L_M}}{(L_e - L_M \tau_e)(L_e^2 - L_M^2)} \right\}.$$

Положив в данной формуле $L = 0$ и $\tau_e \rightarrow \infty$, определим в точке рас-

положения активизирующего источника интенсивность наведенного излучения $I_{\infty 0}$, насыщенную по времени активации в стационарных условиях, когда $\nu = 0$

$$I_{\infty 0} = \frac{2\lambda L_e L_H}{L_e + L_H} \quad (1.30)$$

Таким образом, окончательно имеем

$$I = I_{\infty 0} \tau_e \left\{ \frac{2(L_e + L_H) L_e e^{-\tau_e \pi}}{(1 - \tau_e^2)(L_e^2 - L_H^2 \tau_e^2)} - \frac{L_e e^{-L/L_e}}{(1 - \tau_e)(L_e - L_H)} + \frac{L_H^2 e^{-L/L_H}}{(L_e - L_H \tau_e)(L_e - L_H)} \right\} \quad (1.31)$$

Для выноса еще не распавшегося нуклида из области наибольшей активации необходимо выполнение неравенства $\tau_e < 1$. С учетом этого из формулы (1.31) получим

$$I = I_{\infty 0} \tau_e \left\{ \frac{2(L_e + L_H) e^{-\tau_e \pi}}{L_e} - \frac{L_e e^{-L/L_e}}{L_e - L_H} + \frac{L_H^2 e^{-L/L_H}}{L_e(L_e - L_H)} \right\} \quad (1.32)$$

Детектор удаляют от активизирующего источника из-за влияния фонового излучения настолько, что $L \gg L_H$ и $L \gg L_e$. Тогда выражение (1.32) упрощается

$$I = 2I_{\infty 0} \frac{\lambda(L_e + L_H)}{\nu} e^{-\tau_e \pi} \quad (1.33)$$

Сравнив выражения (1.27) и (1.33), приходим к соотношению

$$\alpha I_{\infty} = (L_e + L_H) I_{\infty 0} \quad (1.34)$$

то есть, если в формуле (1.27) принять $I_{\infty} = I_{\infty 0}$, то этому соответствует область активации $\alpha = L_e + L_H$. С учетом равенства (1.30) получим также соотношение $\alpha I_{\infty} = 2\lambda L_e L_H$, которое указывает на обратную пропорциональную взаимосвязь для больших зондов между выбранным размером области активации и насыщенной интенсивностью наведенного излучения. Отметим, что в случае $L_e \gg L_H$ (например, активируют нейтронами, а регистрируют бета-излучение) в формуле (1.33) влиянием

$L_{и}$ можно пренебречь, то есть при изменении L интенсивность наведенного излучения изменяется так же, как концентрация радиоактивных ядер N . По мере увеличения $L_{и}$ относительно L_e влияние на I фактора распределения N вдоль x утрачивается в связи с тем, что увеличивается область регистрации наведенного излучения.

1.3. МНОГОКРАТНАЯ АКТИВАЦИЯ

Вещество многократно активируется по причинам, связанным с условиями его технологического движения, или в тех случаях, когда для достижения заданной погрешности или чувствительности активационных измерений одного цикла облучения недостаточно. В условиях стационарной активации возможны следующие варианты:

вещество разделено на одинаковые объекты, которые последовательно один за другим проходят активацию и регистрацию наведенного излучения;

множество объектов разного состава также последовательно проходят активацию и регистрацию;

многократно активируется и регистрируется активационный эффект одного объекта.

В условиях движущегося вещества возможны варианты, когда активационные измерения периодически повторяются или имеется циркуляция вещества по замкнутому контуру.

Интенсивность наведенного излучения многократно активированного объекта при увеличении количества циклов активации растет за счет накопления остаточной радиоактивности. Для повышения точности и чувствительности измерений активационные эффекты, зарегистрированные в ряде циклов, суммируют, а наведенную интенсивность излучения усредняют по их количеству.

Рассмотрим условия стационарной активации моноуклида. Положим, что количество циклов облучения n , а интервал времени одного цикла t_0 . Тогда параметр цикличности τ_0 определяется суммой

$$\tau_0 = \tau_a + \tau_n + \tau + \tau_{nn},$$

где $\tau_a = \lambda t_0$; $\tau_{nn} = \lambda t_{nn}$; t_{nn} - промежуток времени между моментами окончания регистрации наведенного излучения в предыдущем цикле и начала активации в следующем цикле. Учитывая, что интервалы времени многократно повторяются в последовательности $t_a, t_n, t, t_{nn}, t_a, t_n$ и т.д., представим среднюю интенсивность излучения I многократно активированного объекта в виде

$$I = \int I_{n=1}, \quad (1.35)$$

где $I_{n=1}$ - средняя интенсивность наведенного излучения за один активационный цикл, определяемая формулой (1.11);

$$I = \begin{cases} I_n = \sum_{i=1}^n e^{-(1-i)\tau_0}; & \text{(регистрация в } n\text{-цикле)} \\ I = n^{-1} \sum_{i=1}^n (n+1-i) e^{-(1-i)\tau_0}. & \text{(суммарная регистрация за } n \text{ циклов)} \end{cases} \quad (1.36)$$

Положим, что объект передвигается от позиции активации до позиции регистрации за время t_{no} . Если время передвижения после активации и после регистрации совпадает $t_{nn} = t_{no}$, то при наличии двух анализируемых проб вещества или стоящих в ряду точек измерения возможно совмещение процессов активации и регистрации при условии $\tau_a + t_{no} = \tau_n + \tau$, где $\tau_{no} = \lambda t_{no}$. Тогда параметр цикличности определяется соотношениями $\tau_0 = 2(\tau_n + \tau) = 2(\tau_a + \tau_{no})$.

В случае движущегося моноуклидного вещества, активируемого n раз через равные интервалы времени t_0 , параметр цикличности τ_0 и интенсивность наведенного излучения представляется также выражением (1.35), где $I_{n=1}$ - интенсивность наведенного излучения за один активационный цикл, определяемая формулой (1.18).

Функция f учитывает накопление остаточной радиоактивности. Отметим, что $f \geq 1$, т.е. $f=1$ при $n=1$ и $f > 1$, если $n > 1$. Представим суммы в выражении (1.36) в функциональном виде. Воспользовавшись известным [31] представлением рядов

$$\sum_{k=0}^n x^k = \frac{1 - x^{n+1}}{1 - x}, \quad x < 1;$$

$$\sum_{k=1}^n kx^k = \frac{x + (nx - n - 1)x^{n+1}}{1 - x},$$

получим из выражения (1.36) другое представление функций накопления

$$\left. \begin{aligned} f_n &= \frac{1 - e^{-n\tau_0}}{1 - e^{-\tau_0}}; \\ \bar{f} &= \frac{1}{1 - e^{-\tau_0}} \left[1 - \frac{e^{-\tau_0}(1 - e^{-n\tau_0})}{n(1 - e^{-\tau_0})} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (1.37)$$

По мере увеличения количества циклов f_n растет быстрее, чем \bar{f} . В случае $n \rightarrow \infty$ функции f_n и \bar{f} стремятся к одинаковому предельному значению и становятся неотличимы

$$f_\infty = \bar{f}_\infty = \frac{1}{1 - e^{-\tau_0}}. \quad (1.38)$$

Это объясняется тем, что при $n \rightarrow \infty$ устанавливается равновесие между количеством распавшихся и вновь активированных ядер. Если нуклид короткоживущий и $\tau_0 > 1$, то $f_n \sim \bar{f} \sim 1$. При этом в текущем цикле измерений активированные ядра в основном распадаются и остаточная радиоактивность пренебрежимо мала. Если нуклид долгоживущий и $\tau_0 \ll 1$, то преобладает накопление радиоактивных ядер. Остаточная радиоактивность возрастает пропорционально количеству циклов. Устремляя в выражении (1.37) параметр τ_0 к нулю и устраняя возникающую неопределенность, получим $\bar{f} = (n+1)/2$ и $f_n = n$. Графическое изображение функции \bar{f} представлено на рис. 1.5.

\bar{J} , ОТН. ЕД.

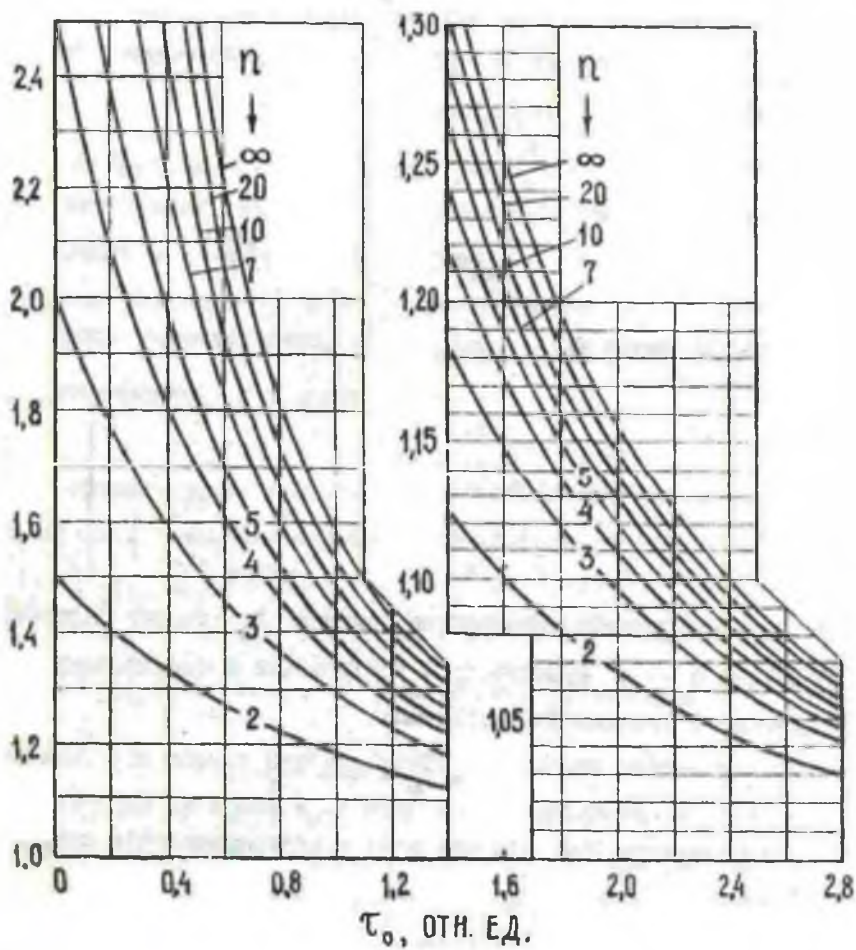


Рис.1.5. Зависимость функции накопления \bar{J} от параметра τ_0 .

В тех случаях, когда перед регистрацией наведенного излучения вещество активировалось n_1 раз и активационный эффект суммируется с n_1+1 цикла до цикла с номером n_2 включительно, среднюю функцию накопления \bar{f}_{12} представим в виде

$$\bar{f}_{12} = \frac{1 - e^{-n_1 \tau_0}}{(n_2 - n_1)(1 - e^{-\tau_0})} \sum_{i=1}^{n_2 - n_1} e^{-i \tau_0} + \frac{1}{1 - e^{-\tau_0}} \left[1 - \frac{e^{-\tau_0} (1 - e^{-(n_1 - n_2) \tau_0})}{(n_2 - n_1)(1 - e^{-\tau_0})} \right]. \quad (1.39)$$

После замены суммы соответствующей функцией

$$\sum_{i=1}^{n_2 - n_1} e^{-i \tau_0} = \frac{1 - e^{-(n_1 - n_2 - 1) \tau_0}}{1 - e^{-\tau_0}} - 1$$

и небольших преобразований из выражения (1.39) получим

$$\bar{f}_{12} = \frac{1}{1 - e^{-\tau_0}} \left[1 - \frac{e^{-\tau_0} (e^{-n_1 \tau_0} - e^{-n_2 \tau_0})}{(n_2 - n_1)(1 - e^{-\tau_0})} \right]. \quad (1.40)$$

В выражении (1.40) $n_2 > n_1$. Если $n_2 - n_1 = 1$, то \bar{f}_{12} совпадает с f_n , где $n = n_1 + 1$, т.е.

$$\bar{f}_{12} = f_{n_1 + 1} = \frac{1 - e^{-(n_1 + 1) \tau_0}}{1 - e^{-\tau_0}}.$$

Если $n_1 = 0$, то \bar{f}_{12} преобразуется в \bar{f} вида (1.37). В случае $n_2 \rightarrow \infty$ функция \bar{f}_{12} стремится к предельному значению (1.38) и совпадает с f_∞ и \bar{f}_∞ .

2.1. СТАТИСТИЧЕСКАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ

Для раздельного определения интенсивностей наведенного излучения l нуклидов, образующих многонуклидную смесь, излучение регистрируется в разных диапазонах энергии (спектральных каналах), количество которых обозначим m . Энергетическое положение спектральных каналов соответствует участкам максимальной интенсивности излучения нуклидов. Измеряемую интенсивность излучения представим системой уравнений

$$J_k = \sum_{s=1}^{s=l} K_{sk} I_s + I_{фк}, \quad (2.1)$$

где J_k - средняя интенсивность излучения, измеренная за время регистрации в k -канале ($k=1, 2, 3, \dots, m$); I_s - средняя по времени регистрации интенсивность излучения s -нуклида в выбранном для ее определения канале ($s=1, 2, 3, \dots, l$); $I_{фк}$ - интенсивность постоянного фонового излучения в k -канале; K_{sk} - отношение средней интенсивности излучения s -нуклида в k -канале к интенсивности I_s (спектральный коэффициент).

Выделим из нуклидной смеси j -индикатор, излучение которого регистрируется в канале $k=j$, считая остальные s -нуклиды помехами. Положим, что интенсивность излучения индикатора I_j , удовлетворяющая системе (2.1), выражается функцией $I_j = F(J_k, I_{фк}, K_{jk})$. Разложим дисперсию D_I определяемой интенсивности излучения I_j по дисперсии D_j и D_k интенсивности излучения в каналах

$$D_I = \left[\frac{\partial P}{\partial (J_j - I_\Phi)} \right]^2 D_j + \sum_{k \neq j} \left[\frac{\partial P}{\partial (J_k - I_{\Phi k})} \right]^2 D_k, \quad (2.2)$$

где $D_j = \frac{1}{nt} \left[I_j + \sum_{\nu} K_{\nu j} I_\nu + I_\Phi (p+1) p^{-1} \right]$; $D_k = \frac{1}{nt} \left[I_j K_{jk} + \sum_{\nu} K_{\nu k} I_\nu + I_{\Phi k} (p_k+1) p_k^{-1} \right]$; \sum_{ν} - символ суммирования по ν -помехам; $\sum_{k \neq j}$ - символ суммирования по k -каналам, исключая канал $k=j$; p, p_k - фиксированные параметры для каналов j и k , соответственно, $p > 0, p_k > 0$; t - время регистрации наведенного излучения в пределах одного активационного цикла; n - количество одинаковых активационных циклов, каждый из которых включает в себя активацию и регистрацию наведенного излучения.

Учитывая, что относительная статистическая погрешность δ определения I_j выражается соотношением $\delta = \sqrt{D_I} / I_j$, представим ее в виде

$$\delta = R \delta_1, \quad (2.3)$$

где

$$\delta_1 = \frac{1}{I_j} \sqrt{\frac{1}{nt} \left[\frac{I_j}{\eta} + I_\Phi \frac{p+1}{p} \right]}; \quad (2.4)$$

$$R = \sqrt{\left[\frac{\partial P}{\partial (J_j - I_\Phi)} \right]^2 + \sum_{k \neq j} \left[\frac{\partial P}{\partial (J_k - I_{\Phi k})} \right]^2 \frac{D_k}{D_j}}; \quad (2.5)$$

η - доля излучения с интенсивностью I_j в суммарной интенсивности наведенного излучения, зарегистрированного в канале $k=j$

$$\eta = I_j \left(I_j + \sum_{\nu} K_{\nu j} I_\nu \right)^{-1}; \quad (2.6)$$

$$I_j = \begin{cases} \tau I_{\infty j} \tau^{-1} (1 - e^{-\tau a}) (1 - e^{-\tau}) e^{-\tau \pi} & \text{(стационарные измерения);} \\ 2\tau I_{\infty j} e^{-\tau \pi} \text{sh } \tau a & \text{(измерения в движении);} \end{cases}$$

$$I_{\text{в}} = \begin{cases} I_{\text{в}} I_{\infty \text{в}} \lambda (\lambda_{\text{в}} \tau)^{-1} (1 - e^{-\tau \lambda_{\text{в}} / \lambda}) (1 - e^{-\tau \lambda_{\text{в}} / \lambda})_{\text{в}}^{-1} e^{-\tau \lambda_{\text{в}} / \lambda} & \text{(стационарные измерения);} \\ 2 I_{\text{в}} I_{\infty \text{в}} e^{-\tau \lambda_{\text{в}} / \lambda} \operatorname{sh} \tau \lambda_{\text{в}} / \lambda & \text{(измерения в движении);} \end{cases}$$

$$p = \begin{cases} \tau_{\Phi} (n\tau)^{-1} & \text{(стационарные измерения);} \\ v (n\nu_{\Phi})^{-1} = v_0 (n\nu_{\Phi})^{-1} & \text{(измерения в движении);} \end{cases} \quad (2.7)$$

$I_{\infty j}$, $I_{\infty \text{в}}$ - интенсивность излучения, соответственно, j -индикатора и в -помехи в выбранных для их определения каналах, стационарно насыщенная по времени активации; $\lambda_{\text{в}}$ - постоянная распада в -помехи; I_{Φ} - интенсивность фонового излучения в канале $k=j$; $\tau_{\Phi} = \lambda t_{\Phi}$; t_{Φ} - время регистрации фонового излучения в канале $k=j$; v_{Φ} , $v_{0\Phi}$ - линейная скорость движения вещества или зонда и соответственно объемная скорость передвижения вещества при регистрации фонового излучения; $I_{\text{в}}$ - функция накопления остаточной радиоактивности в -помехи, определяемая формулой (1.37) при замене τ_0 на $\tau_0 \lambda_{\text{в}} / \lambda$; $t = h/v = V/v_0$; h - длина интервала анализируемого вещества ($h > 2d$); V - объем анализируемого вещества.

Погрешность δ_1 соответствует измерению лишь в одном спектральном канале $k=j$. Коэффициент R учитывает влияние погрешности регистрации мешающего излучения в каналах $k \neq j$. Поскольку $\partial F / \partial (j_j - I_{\Phi}) \gg 1$, то из формулы (2.5) следует, что $R \gg 1$. Если постоянные распада нуклидов существенно не отличаются, то отношение η не зависит в случае стационарных измерений от интервалов времени, а в случае движения вещества или зонда - от линейно-скоростных и объемных параметров активационной установки. Тогда в формуле (2.6) величины $I_j, I_{\text{в}}$ следует заменить, соответственно, на $I_{\infty j}, I_{\infty \text{в}}$. Влияние параметра p на δ_1 зависит от уровня фонового излучения. На рис.2.1 представлены графики относительного изменения δ_1 , из которых следует, что уменьшение δ_1 при $p > 2$ становится несуществен-

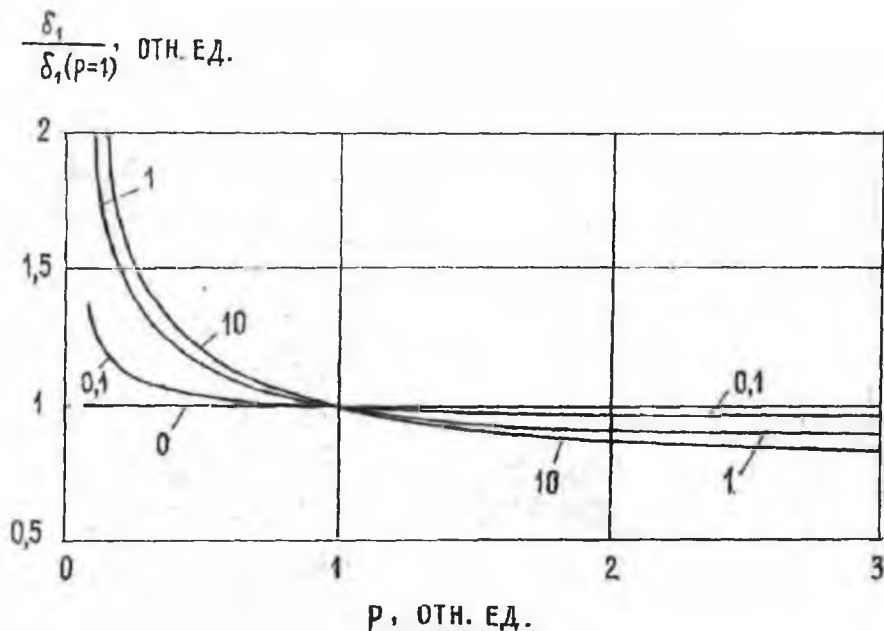


Рис.2.1. Зависимость относительной статистической погрешности δ_1 от параметра p . Шифр кривых — отношение $I_\Phi / (I_j + \sum_{s,j} K_{sj} I_s)$.

ным. Обычно принимают $p=1$. Исключением является случай, когда интенсивность фонового излучения предварительно измерена с высокой точностью и не изменяется, поэтому в процессе активационных измерений фон не регистрируется. Тогда принимают $p \rightarrow \infty$.

Величина коэффициента R зависит от методики регистрации активационного эффекта и способов обработки результатов измерения. Наибольшее распространение получили методы регистрации, описание которых дано в следующих разделах.

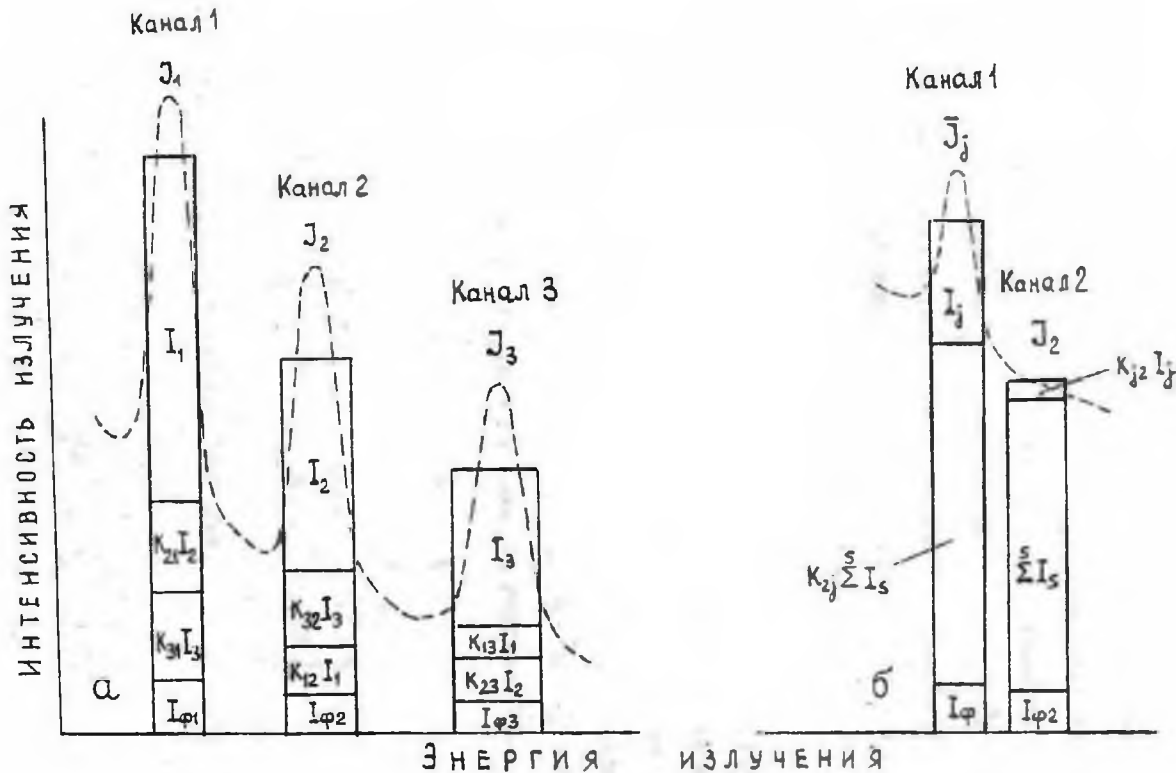


Рис.2.2. Парциальное распределение интенсивности излучения. а - спектральный учет помех; б - интегральный учет помех. Пунктир - спектр излучения

2.3. НЕПОЛНАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ

Количество спектральных каналов меньше количества нуклидов ($m < l$). Система уравнений (2.1) не имеет однозначного решения. Определение I_j возможно лишь в случае, когда для каждого спектрального канала известно отношение η_k , определяющее долю излучения спектрально учтенного нуклида с номером $s=k$ в суммарном излучении этого нуклида и спектрально неучтенных s -нуклидов с номерами $s > m$

$$\eta_k = I_k \left(I_k + \sum_{s>m} I_{sk} \right)^{-1},$$

где I_{sk} - средняя интенсивность излучения спектрально неучтенного нуклида в k -канале.

Тогда система (2.1) сводится к системе уравнений (2.8) при условии замены диагональных элементов (единиц) в матрице ее коэффициентов на η_k^{-1} . В результате получим матрицу коэффициентов системы (2.1), соответствующую неполному спектральному учету помех

$$\begin{pmatrix} \eta_j^{-1} & K_{2j} & K_{3j} & \dots & K_{mj} \\ K_{j2} & \eta_2^{-1} & K_{32} & \dots & K_{m2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ K_{jm} & K_{2m} & K_{3m} & \dots & \eta_m^{-1} \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Для данного случая представим погрешность δ_1 и коэффициент R в виде

$$\delta_1 = \frac{1}{I_j} \sqrt{\frac{1}{nt} \left[\frac{I_j}{\eta_j} + I_\Phi \frac{p+1}{p} \right]}; \quad (2.11)$$

$$R^2 = \frac{1}{\Delta^2} \left(\lambda_{jj}^2 + \frac{\sum_{k \neq j} \lambda_{jk}^2 (K_{jk} I_j + (I_s \eta_k^{-1})_{s=k} + \sum_{s \neq k} K_{sk} I_s + I_\Phi (p_k+1) p_k^{-1})}{I_j \eta_j^{-1} + \sum_{s \neq j} K_{sj} I_s + I_\Phi (p+1) p^{-1}} \right). \quad (2.12)$$

где

$$\eta_j = \frac{I_j}{I_j + \sum_{s \neq j} I_s} ; \quad (2.13)$$

$$\eta = \frac{I_j}{I_j + \eta_j \sum_{s \neq k} K_{sj} \cdot I_s} . \quad (2.14)$$

В формуле (2.12) символ \sum обозначает суммирование по спектрально учтенным s -нуклидам, кроме нуклида с номером $s=k$. Величины Δ , Δ_{jj} , Δ_{jk} рассчитываются, исходя из матрицы (2.10).

Если интенсивность излучения спектрально неучтенных нуклидов настолько мала, что их влиянием можно пренебречь, то $\eta_j = \eta_k = 1$ и выражения (2.11), (2.12) переходят, соответственно, в формулы (2.4), (2.9).

2.4. ИНТЕГРАЛЬНЫЙ УЧЕТ МЕШАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При наличии пика индикатора на пологом участке спектра рассеянного мешающего излучения активационный эффект регистрируют в канале индикатора и в канале слева или справа по энергии излучения от него для интегрального учета помех, то есть имеется система уравнений

$$\begin{aligned} J_j - I_{\Phi} &= I_j + K_{2j} \sum_s I_s \\ J_z - I_{\Phi z} &= K_{jz} I_j + \sum_s I_s . \end{aligned} \quad (2.15)$$

Изображение измеряемых интенсивностей излучения показано на рис.2.2,б. Для этих условий коэффициент R определяется формулой

$$R^z = \frac{1}{(1 - K_{2j} K_{jz})^z} \left\{ 1 + K_{2j}^z \frac{K_{jz} I_j + \sum_s I_s + I_{\Phi z} (p_z + 1) p_z^{-1}}{I_j + K_{2j} \sum_s I_s + I_{\Phi} (p + 1) p^{-1}} \right\} , \quad (2.16)$$

которая является частным случаем выражения (2.9) при условии

замены I_2 на $\sum I_3$. Если пик индикатора по отношению к мешающему излучению невелик и $D_j \approx D_2$, то $R^2 = (1 - K_{2j} K_{j2})^{-2} (1 + K_{2j}^2)$.

2.5. ОДНОКАНАЛЬНАЯ И МНОГОПАУЗНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ

В случаях, когда излучение индикатора и мешающих нуклидов выделить в спектральных каналах невозможно или спектральных отличий не имеется, регистрируют суммарное излучение нуклидов. Для одноканального (интегрального) режима регистрации имеем $K_{js} = R = 1$. Учет излучения мешающих нуклидов возможен лишь при заданном (известном) отношении η . В частности, для мононуклида $\eta=1$.

Если постоянная распада нуклидов существенно отличается, то раздельное определение интенсивностей их излучения возможно путем многократных регистраций активационного эффекта в течение разных интервалов времени паузы. Количество регистраций равно количеству нуклидов. Начало каждой l -регистрации соответствует паузе, при которой относительный вклад излучения j -индикатора ($l=j$) или q -помехи ($l=q$) наибольший. Интенсивность излучения J_l , измеряемую в стационарных условиях, представим системой уравнений

$$J_l - I_{\Phi} = I_j \frac{(1 - e^{-\tau_l}) u_l e^{-\tau_{pi} - \tau_{pi}}}{1 - e^{-u_l \tau_l}} + u_l \sum_q^q I_q \frac{1 - e^{-\tau_l \lambda_q / \lambda}}{1 - e^{-u_l \tau_l \lambda_q / \lambda}} e^{(\tau_{pi} - \tau_{pi}) \lambda_q / \lambda}, \quad (2.17)$$

где I_j , I_q - средняя интенсивность излучения j -индикатора и q -помехи, соответственно, измеренная в процессе регистрации $l=j$; $\tau_{pi} = -\lambda t_{pi}$; t_{pi} - время паузы к началу l -регистрации; $\tau_l = \lambda t_l$; t_l - время l -регистрации наведенного излучения; $u_l = \tau / \tau_l$. Интенсивность излучения в условиях движения зонда или вещества измеряется в процессе l -регистрации при соответствующих длине зонда L_l или объеме V_{Ll} . С изменением L_l , V_{Ll} могут изменяться геометрические

и другие условия регистрации излучения, поэтому t -регистрации соответствует также насыщенная по времени активации интенсивность излучения индикатора $I_{\infty j i}$ и помехи $I_{\infty q i}$. Измеряемую интенсивность излучения при условии движения представим системой уравнений

$$J_i - I_{\Phi i} = I_j \frac{I_{\infty j i}}{I_{\infty j}} e^{(\tau_{\Pi} - \tau_{\Pi i})} + \sum_q I_q \frac{I_{\infty q i}}{I_{\infty q}} e^{(\tau_{\Pi} - \tau_{\Pi i}) \lambda_q / \lambda}, \quad (2.18)$$

где $I_{\Phi i}$ - интенсивность фонового излучения, измеренная в процессе t -регистрации; $I_{\infty j}$, $I_{\infty q}$ - насыщенная по времени активации интенсивность излучения, соответственно, j -индикатора и q -помехи, измеренная в процессе регистрации $t=j$. При $t=j$ имеем $\tau_{\Pi j} = \tau_{\Pi}$, $u = 1$, $I_{\infty j j} = I_{\infty j}$; $I_{\infty q i} = I_{\infty q}$ и средняя интенсивность зарегистрированного излучения выражается суммой

$$J_j - I_{\Phi} = I_j + \sum_q I_q.$$

Полагая, что количество нуклидов r и первое измерение соответствует регистрации излучения индикатора, представим паузные коэффициенты систем (2.17), (2.18) в виде матрицы

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ \bar{K}_{j2} & \bar{K}_{22} & \dots & \bar{K}_{r2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \bar{K}_{ji} & \bar{K}_{2i} & \dots & \bar{K}_{ri} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \bar{K}_{jr} & \bar{K}_{2r} & \dots & \bar{K}_{rr} \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

где в случае стационарных измерений

$$\bar{K}_{qi} = \frac{(1 - e^{-\tau_i \lambda_q / \lambda}) u_i}{1 - e^{-u_i \tau_i \lambda_q / \lambda}} e^{(\tau_{\Pi} - \tau_{\Pi i}) \lambda_q / \lambda}; \quad (2.20)$$

в случае движения

$$K_{qt} = \frac{I_{\infty qt}}{I_{\infty q}} e^{(\tau_{\Pi} - \tau_{\Pi t}) \lambda_q / \lambda}, \quad (2.21)$$

в остальные элементы матрицы получаются из выражений (2.20), (2.21) при замене индексов q, t , соответственно, первым и вторым индексом каждого элемента. Для расчета паузного коэффициента необходимо задать: разность $\tau_{\Pi} - \tau_{\Pi t}$; отношение λ_t в стационарных измерениях; отношение $I_{\infty qt} / I_{\infty q}$ при измерениях в условии движения.

Интенсивность излучения I_j , удовлетворяющая системам (2.17), (2.18), находится также по правилу Крамера. Относительная статистическая погрешность δ выражается формулой (2.4), где p - количество одинаковых циклов измерения, каждый из которых состоит из r регистраций излучения; η определяется соотношением

$$\eta = I_j \left(I_j + \sum I_q \right)^{-1}. \quad (2.22)$$

Коэффициент R имеет вид

$$R^2 = \frac{1}{\Delta^2} \left\{ A_{jj}^2 + \frac{\sum_{i \neq j} A_{ji}^2 \left[K_{ji} I_j + \sum_{q=1}^q K_{qi} I_q + I_{\Phi i} (p+1) p^{-1} \right]}{I_j + \sum I_q + I_{\Phi} (p+1) p^{-1}} \right\}. \quad (2.23)$$

где Δ , A_{jj} , A_{ji} - определитель и алгебраическое дополнение jj и ji элементов матрицы (2.19); K_{ji} , K_{qi} - элементы матрицы (2.19); $\sum_{i \neq j}$ - символ суммирования по i -регистрациям, исключая регистрацию $i=j$.

2.6. КОМБИНИРОВАННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ

В ряде случаев излучение определенного количества нуклидов, содержащихся в веществе, спектрально не разделяется, но зато пос-

тоянная распада этих нуклидов существенно различна. Количество спектральных каналов меньше количества нуклидов, и система спектральных уравнений не имеет решения из-за влияния спектрально неучтенных нуклидов. Раздельное определение интенсивности излучения нуклидов возможно путем сочетания спектральных и паузных измерений. Положим, что нуклиды разделены по спектральному признаку на j -группу, содержащую индикатор, и s -группы мешающих нуклидов. Количество спектральных каналов равно количеству групп нуклидов. Интенсивность излучения, измеренную в k -канале в процессе t -регистрации J_{ki} , представим системой уравнений

$$J_{ki} - I_{\text{фк}} = K_{jk} \bar{K}_{jj} I_j + K_{jk} \sum_j \bar{K}_{jq} I_{jq} + \sum_s \sum_q K_{sk} \bar{K}_{sq} I_{sq} \quad (2.24)$$

где I_{jq} , I_{sq} - средняя интенсивность излучения q -помехи j -группы и, соответственно, q -помехи s -группы в процессе регистрации $t=j$; \bar{K}_{jj} , \bar{K}_{jq} , \bar{K}_{sq} - паузные коэффициенты. Индексы паузных коэффициентов в последовательности слева направо обозначают: индекс группы, индекс нуклида, индекс регистрации. Представим в общем случае паузный коэффициент в виде

$$\bar{K}_{sqi} = \frac{I_{\infty sqi}}{I_{sqi}} \frac{(1 - e^{-\tau_i \lambda_{sq}/\lambda}) u_i}{1 - e^{-u_i \tau_i \lambda_{sq}/\lambda}} e^{(\tau_{ii} - \tau_{pi}) \lambda_{sq}/\lambda} \quad (2.25)$$

где $I_{\infty sq}$ - насыщенная по времени активации интенсивность излучения q -нуклида s -группы; λ_{sq} - постоянная распада q -нуклида s -группы. Паузные коэффициенты \bar{K}_{jj} , \bar{K}_{jq} представляются также формулой (2.25) при условии замены индексов sq на jj и jq , соответственно. Отметим, что при $t=j$ паузный коэффициент нуклида, относящегося к любой группе, равен единице. Для условий движения в выражении (2.25) следует положить $u_i = 1$.

Коэффициенты системы (2.24) образуют матрицу, элементы ко-

торой представляют собой произведение соответствующих спектральных и паузных коэффициентов. В строках $i \neq j$ такой матрицы вырождение спектрального коэффициента j и ν -группы снимается, т.е. элемент строки, соответствующий нуклиду j или ν -группы, приобретает столько значений, сколько нуклидов в группе. Однозначному решению системы уравнений (2.24) соответствует прямоугольная матрица, поэтому суммарное количество строк равно количеству нуклидов в веществе. Например, системе уравнений (2.24) для пяти нуклидов, три из которых относятся к спектральному каналу индикатора, а два - ко второму спектральному каналу, соответствует при $l=j=1$ матрица коэффициентов

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & K_{2j} & K_{2j} \\ K_{j12} & K_{j22} & K_{j32} & K_{2j}K_{212} & K_{2j}K_{222} \\ K_{j13} & K_{j23} & K_{j33} & K_{2j}K_{213} & K_{2j}K_{223} \\ K_{j2} & K_{j2} & K_{j2} & 1 & 1 \\ K_{j2}K_{j12} & K_{j2}K_{j22} & K_{j2}K_{j32} & K_{212} & K_{222} \end{vmatrix}.$$

В данной матрице три верхние строки соответствуют трем паузным регистрациям излучения в спектральном канале индикатора, а две нижние строки - двум паузным регистрациям во втором спектральном канале. В комбинированных измерениях δ рассчитывается также по выражению (2.3), а δ_1 - по формуле (2.4), где

$$\eta = I_j \left(I_j + \sum_{q=1}^q I_{jq} + \sum_{\nu=1}^{\nu} K_{\nu j} \sum_{s=1}^q I_{\nu sq} \right)^{-1}. \quad (2.26)$$

Коэффициент R определяется равенством

$$\begin{aligned}
R^2 = & -\frac{1}{\Delta^2} \left\{ A_{jj}^2 + \frac{\sum_{i \neq j}^q A_{ji}^2}{I_j + \sum_{jq} I_{jq} + \sum_{\substack{\text{в} \\ \text{в} \text{ } j}} K_{\text{в}j} \sum_{\text{в}q} I_{\text{в}q} + I_{\Phi} (p+1) p^{-1}} \right. \\
& * \left[K_{jj} I_j + \sum_{jq} K_{jq} I_{jq} + \sum_{\substack{\text{в} \\ \text{в} \text{ } j}} \sum_{\text{в}q} K_{\text{в}j} K_{\text{в}q} I_{\text{в}q} + I_{\Phi} (p+1) p^{-1} \right] + \\
& + \frac{\sum_{\substack{\kappa \neq j \\ \kappa}} \sum_{\kappa i}^q A_{j\kappa i}^2}{I_j + \sum_{jq} I_{jq} + \sum_{\substack{\text{в} \\ \text{в} \text{ } j}} K_{\text{в}j} \sum_{\text{в}q} I_{\text{в}q} + I_{\Phi} (p+1) p^{-1}} * \\
& * \left[K_{j\kappa} K_{j\kappa i} I_j + K_{j\kappa} \sum_{jq} K_{jq} I_{jq} + \sum_{\substack{\text{в} \\ \text{в} \text{ } \kappa}} \sum_{\text{в}q} K_{\text{в}\kappa} K_{\text{в}q} I_{\text{в}q} + I_{\Phi} (p_{\kappa}+1) p_{\kappa}^{-1} \right] \Big\}, \quad (2.27)
\end{aligned}$$

где Δ , A_{jji} , $A_{j\kappa i}$ - определитель и алгебраическое дополнение jji и, соответственно, $j\kappa i$ элементов матрицы, составленной из коэффициентов системы уравнений (2.24).

3. МИНИМИЗАЦИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ

Основным критерием оптимизации активационных измерений является минимизация статистической погрешности определения интенсивности излучения индикатора. Рассмотрим задачу $\delta \rightarrow \text{миним.}$ в общем виде. Обозначив y обобщенным аргументом, от которого зависит δ , имеем уравнение $d\delta/dy=0$. Дифференцируя выражение (2.3)

$$R \frac{d\delta_1}{dy} + \delta_1 \frac{dR}{dy} = 0 \quad (3.1)$$

и учитывая, что $\delta_1 = \sqrt{D_j/I_j}$, получим

$$\frac{dD_j}{D_j dy} + 2 \frac{dR}{R dy} - 2 \frac{dI_j}{I_j dy} = 0. \quad (3.2)$$

Представим R для случая спектральной регистрации активационного эффекта согласно формуле (2.9) в виде

$$= \frac{1}{\Lambda} \left[A_{jj}^2 + \frac{\sum_{k \neq j} A_{jk}^2 D_k}{D_j} \right]^{1/2}, \quad (3.3)$$

имея при этом в виду, что индексация алгебраических дополнений и дисперсий в выражении (3.3) может быть иной в зависимости от методики регистрации излучения нуклидов. Подставив в равенство (3.2) вместо R выражение (3.3), получим уравнение

$$\frac{dD_j}{D_j dy} - 2 \frac{dI_j}{I_j dy} = \frac{\sum_{k \neq j} A_{jk}^2 D_k}{R^2 \Lambda^2 D_j} \left[\frac{dD_j}{D_j dy} - \frac{d \sum_{k \neq j} A_{jk}^2 D_k}{\sum_{k \neq j} A_{jk}^2 D_k dy} \right]. \quad (3.4)$$

При изменении y характер соответствующего изменения D_j и D_k совпадает, то есть. D_j , D_k либо совместно увеличиваются, либо уменьшаются. Разница в относительном изменении D_j и D_k пренебрежимо мала. Тогда можно считать, что

$$\frac{dD_j}{D_j dy} = \frac{\sum_{k \neq j} A_{jk}^2 D_k}{\sum_{k \neq j} A_{jk}^2 D_k dy}$$

и правая часть уравнения (3.4) обращается в нуль. В результате получим

$$\frac{dD_j}{D_j dy} - 2 \frac{dI_j}{I_j dy} = 0. \quad (3.5)$$

Уравнение (3.5) получается также из выражения (3.2) при

$$\frac{dR}{dy} = 0,$$

что обозначает в приведенном приближении пренебрежимо слабую зависимость коэффициента R от аргумента y . Для моноканального и однопаузного измерения такое положение тривиально, поскольку $R = 1$. Для более сложных веществ и методик измерения $A_{jj} \gg 1$. Поэтому также очевидно, что величина R в основном зависит от Δ и A_{jj} и в меньшей степени от отношения

$$\frac{\sum_{k \neq j} A_{jk}^2 D_k}{D_j},$$

которое слабо изменяется в связи с изменением аргумента y .

После дифференцирования D_j , соответствующей спектральной регистрации излучения при условии $\eta_j = 1$, представим уравнение (3.5) в

виде

$$\left(I_j + 2 \sum^s K_{sj} I_s + 2I_\Phi \frac{p+1}{p} \right) \Phi - \sum^s K_{sj} I_s \Phi_s - \Phi = 0, \quad (3.6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= - \frac{dI_j}{I_j dy} - \frac{dt}{tdy}; & \Phi_s &= - \frac{dI_s}{I_s dy} - \frac{dt}{tdy}; \\ \Phi &= - \frac{p+1}{p} \left(\frac{dI_\Phi}{dy} + I_\Phi \frac{dt}{tdy} \right). \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

В случае одноканальной многопаузной регистрации излучения имеем

$$\frac{dR}{dy} = \frac{\sum_{i \neq j} A_{ji}^2 D_i}{2RA^2 D_j} \left[\frac{d \sum_{i \neq j} A_{ji}^2 D_i}{\sum_{i \neq j} A_{ji}^2 D_i dy} - \frac{dD_j}{D_j dy} \right] \sim 0.$$

где $D_i = (nt)^{-1} (K_{ji} I_j + \sum^q K_{qi} I_q + I_{\Phi_i} (p+1)p^{-1})$. Тогда в выражении (3.6) следует положить $K_{sj}=1$ и символ α заменить на q .

В случае комбинированной регистрации излучения также положим $dR/dy \sim 0$. Уравнение (3.5) преобразуем к виду

$$\left(I_j + 2 \sum^{j,s} K_{sj} \sum^q I_{sq} + 2I_\Phi \frac{p+1}{p} \right) \Phi - \sum^{j,s} K_{sj} \sum^q I_{sq} \Phi_{sq} - \Phi = 0, \quad (3.8)$$

где

$$\Phi_{sq} = - \frac{dI_{sq}}{I_{sq} dy} - \frac{dt}{tdy}, \quad (3.9)$$

а функции Φ и Φ определяются формулами (3.7). В уравнении (3.8)

символ $\sum^{j,s}$ обозначает суммирование по спектральным группам нуклидов, включая группу индикатора, т.е. α охватывает также значение $\alpha=j$, при котором $K_{jj}=1$. В пределах каждой группы проводится суммирование по мешающим q -нуклидам.

Дальнейшая конкретизация уравнений (3.6), (3.8) определяется функциональным видом величин I_j , I_B , I_{jq} , I_{Bq} , t и характером зависимости их от y . В следующих разделах приведем конкретный вид функций Φ , Φ_a , Φ для стационарных активационных измерений, а также для активационных измерений при условии движения.

4. ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СТАЦИОНАРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

4.1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Установим взаимосвязь активационных параметров, определяющих величину погрешности δ . Обозначив безразмерными величинами Z и Z_Φ произведения

$$Z = f I_{\infty j} \delta^2 \eta_j \eta_{pl}^{-1} R^{-2} e^{-\tau} \Pi; \quad (4.1)$$

$$Z_\Phi = I_\Phi \delta^2 \eta_j^2 \eta_{pl}^2 nR^{-2} (p+1)(2p\lambda)^{-1}, \quad (4.2)$$

преобразуем выражение (2.3) с учетом формулы (2.4) в уравнение

$$Z^2 (1 - e^{-\tau a})^2 (1 - e^{-\tau})^2 - Z (1 - e^{-\tau a}) (1 - e^{-\tau}) - 2Z_\Phi \tau = 0,$$

решение которого представим в виде

$$Z_0 = 0,5 (1 + \sqrt{1 + 8Z_\Phi \tau}) (1 - e^{-\tau})^{-1}, \quad (4.3)$$

где

$$Z_0 = Z (1 - e^{-\tau a}). \quad (4.4)$$

Правая часть выражения (4.3) представлена номограммой на рис.4.1. Параметр Z_0 при некотором значении τ становится минимальным. Линия, соответствующая Z_0 (миним.) обозначена на номограмме пунктиром. При заданной величине Z_0 параметр Z стремится к минимуму в случае $\tau_a \rightarrow \infty$.

Дополнительным критерием оптимизации является частичное или полное совмещение интервалов времени активации и регистрации активационного эффекта, которое применяется для увеличения производительности измерений ряда объектов (препаратов). При этом за время актива-

Z_0 , ОТН. ЕД.

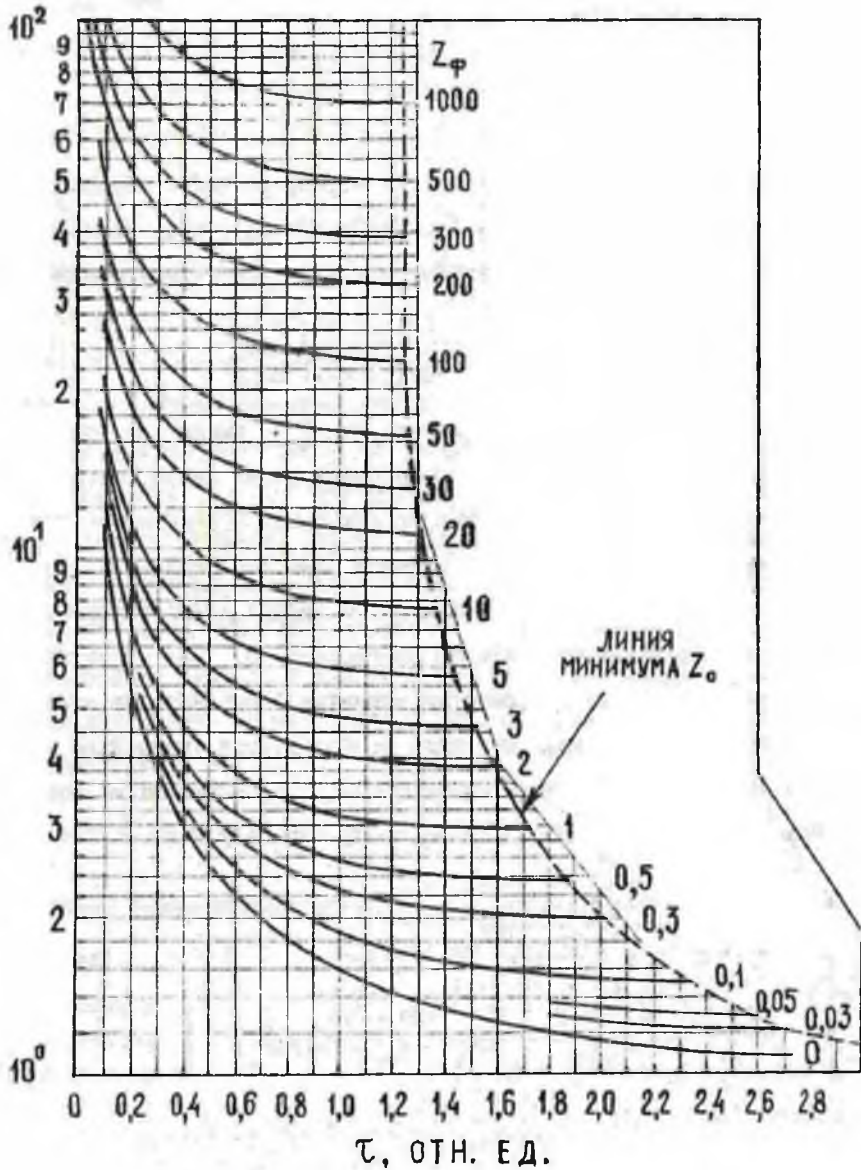


Рис.4.1. Номограмма для определения оптимальных параметров $Z_{0(\text{миним.})}$, τ .

ции очередного объекта регистрируется наведенное излучение предшествующего активированного объекта, т.е. выполняется либо равенство

$$\tau_a + \tau_{no} = \tau_{п} + \tau, \quad (4.5)$$

либо для заданного числа β соотношение

$$\tau_a = \beta\tau. \quad (4.6)$$

Определив из выражений (4.3), (4.4) параметр Z и дифференцируя его по формуле $dZ/d\tau=0$ с учетом соотношения (4.6), получим формулу для определения параметра τ , соответствующего минимальному Z ,

$$\frac{1}{e^{\tau}-1} + \frac{1}{e^{\beta\tau}-1} = \frac{4Z_{\Phi}}{1+8Z_{\Phi}\tau + \sqrt{1+8Z_{\Phi}\tau}}. \quad (4.7)$$

Использование условий $Z_{\Phi} \rightarrow \text{миним.}$ или $Z \rightarrow \text{миним.}$ для определения оптимальных активационных параметров имеет смысл, когда в веществе отсутствуют долгоживущие по отношению к индикатору мешающие нуклиды. В этом случае при наличии лишь короткоживущих помех с ростом τ параметры η не уменьшаются и минимальным значениям Z_{Φ} , Z соответствует также минимальная погрешность δ . Для отыскания оптимальных параметров по критерию минимума δ при наличии в веществе долгоживущих мешающих нуклидов воспользуемся уравнением минимизации (3.6). Положим, что параметры τ_a , $\tau_{п}$ заданы и не меняются. Подставив в выражения (3.7) вместо y параметр τ и обозначив

$$f = \begin{cases} -\frac{df_n}{f_n d\tau_0} = \frac{e^{-\tau_0}}{1-e^{-\tau_0}} - \frac{ne^{-n\tau_0}}{1-e^{-n\tau_0}}; & \text{(регистрация в } n\text{-цикле)} \\ -\frac{df}{f d\tau_0} = \frac{e^{-\tau_0}}{1-e^{-\tau_0}} \left[\frac{(n+1)e^{-n\tau_0} - ne^{-(n+1)\tau_0}}{n-ne^{-\tau_0} - e^{-\tau_0} + e^{-(n+1)\tau_0}} + 1 \right]; & \text{(суммарная регистрация за } n \text{ циклов)} \end{cases} \quad (4.8)$$

получим

$$\psi = f - \frac{1}{e^{\tau}-1}; \quad \psi_s = \frac{\lambda_s}{\lambda} \left(f_s - \frac{1}{e^{\lambda_s \tau / \lambda} - 1} \right); \quad \Phi = -\frac{I_{\Phi}(p+1)}{\tau_p},$$

где f_s - производная функции накопления мешающих нуклидов, определяемая формулой (4.8) при замене τ_0 на $\tau_0 \lambda_s / \lambda$. При данных значениях ψ , ψ_s , Φ уравнение (3.6) приобретает модификацию (3.6а). В другом случае положив, что не меняются τ , τ_{II} , подставим в выражения (3.7) вместо y параметр τ_a . В результате имеем

$$\psi = f - \frac{1}{e^{\tau_a} - 1}; \quad \psi_s = \frac{\lambda_s}{\lambda} \left(f_s - \frac{1}{e^{\lambda_s \tau_a / \lambda} - 1} \right); \quad \Phi = 0,$$

и уравнение (3.6) переходит в модификацию (3.6б).

Очевидно, для одного активационного цикла оптимальные τ_a , τ определяются путем совместного решения уравнений (3.6а) и (3.6б). Оценим граничные значения оптимальных τ_a , τ . Предположим, что постоянный фон по сравнению с активационным эффектом индикатора пренебрежимо мал ($I_\Phi \ll I_j$) и в уравнении (3.6а) $I_\Phi = 0$. Сравнивая при этом условия уравнения (3.6а) и (3.6б), приходим к выводу, что решение возможно лишь, когда $\tau_a = \tau$ и различие между уравнениями исчезает. Допустив, что в веществе имеются, кроме индикатора, короткоживущие ($\lambda_s \gg \lambda$) и долгоживущие ($\lambda_s \ll \lambda$) мешающие нуклиды, запишем интенсивности излучения помех, обозначив их соответствующими индексами k и d ,

$$I_{sk} = \frac{\lambda f_{sk} I_{\infty sk}}{\lambda_{sk} \tau} e^{-\frac{\lambda_{sk}}{\lambda} \tau_{II}}; \quad I_{sd} = \frac{\lambda_{sd} f_{sd} I_{\infty sd}}{\lambda} \tau_a e^{-\frac{\lambda_{sd}}{\lambda} \tau_{II}}.$$

С учетом этого получим из уравнений (3.6а) и (3.6б) при $\tau_a = \tau$ и неизменном τ_0 ($f = f_s = 0$) следующее равенство:

$$C_d = \frac{2C_k + (1 - e^{-\tau})^2}{(e^\tau - 2\tau - 1)\tau}, \quad (4.9)$$

$$\text{где } C_d = \sum_{s,j}^{sd} K_{sj} \frac{f_{sd} I_{\infty sd} \lambda_{sd}}{I_{\infty} \lambda} e^{(1 - \frac{\lambda_{sd}}{\lambda}) \tau_{II}}; \quad C_k = \sum_{s,j}^{sk} K_{sj} \frac{f_{sk} I_{\infty sk} \lambda}{I_{\infty} \lambda_{sk}} e^{(1 - \frac{\lambda_{sk}}{\lambda}) \tau_{II}};$$

а индексы d и k дополняют индекс s для отдельного обозначения

параметров долгоживущих и короткоживущих мешающих нуклидов, соответственно. При многократной активации вещества функция накопления остаточной радиоактивности f_{sk} практически равна единице, f - не-немного больше единицы, а f_{sd} возрастает почти пропорционально количеству активационных циклов. Когда влияние долгоживущих помех пренебрежимо мало ($I_{\infty sd} = 0$), то из равенства (4.9) следует, что τ_a , τ неограниченно увеличиваются в соответствии с номограммой на рис.4.1. Учитывая насыщение интенсивности наведенного излучения индикатора в течение времени активации, достаточно принять $\tau_a = \tau = 3$. С ростом влияния долгоживущих помех параметры τ_a , τ уменьшаются. Если это влияние так существенно, что левая часть равенства (4.9) неограниченно возрастает, то разность $(e^\tau - 2\tau - 1)$ приближается к нулю, что возможно лишь при стремлении τ_a , τ к пределу 1,25. Таким образом, оптимальные τ_a , τ при слабом постоянном фоне и в зависимости от уровня влияния долгоживущих мешающих нуклидов могут изменяться от 1,25 до 3. Номограмма для определения τ_a , τ в соответствии с равенством (4.9) изображена на рис.4.2.

Допустим увеличение постоянного фона настолько, что $I_\Phi \gg I_j$. Тогда уравнения (3.6а) и (3.6б) при постоянном τ_0 представим в виде

$$\left. \begin{aligned} \tau_a &= \frac{2C_{кф}}{C_{дф}(e^\tau - 2\tau - 1)} - \frac{1}{C_{дф}} ; \\ \tau &= \frac{2C_{кф}}{C_{дф}(e^{\tau_a} - 2\tau_a - 1)} - 2 \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

где

$$C_{дф} = \frac{p}{I_\Phi \lambda^{(p+1)}} \sum_{s,j}^{sd} I_{sj} f_{sd} I_{\infty sd} \lambda_{sd} e^{-\frac{\lambda_{sd} \tau_0}{\lambda}} ; \quad C_{кф} = \frac{p\lambda}{I_\Phi^{(p+1)}} \sum_{s,j}^{sk} \frac{f_{sk} I_{\infty sk}}{\lambda_{sk}} e^{-\frac{\lambda_{sk} \tau_0}{\lambda}}$$

Решение системы (4.10) возможно графическим способом. Соответ-

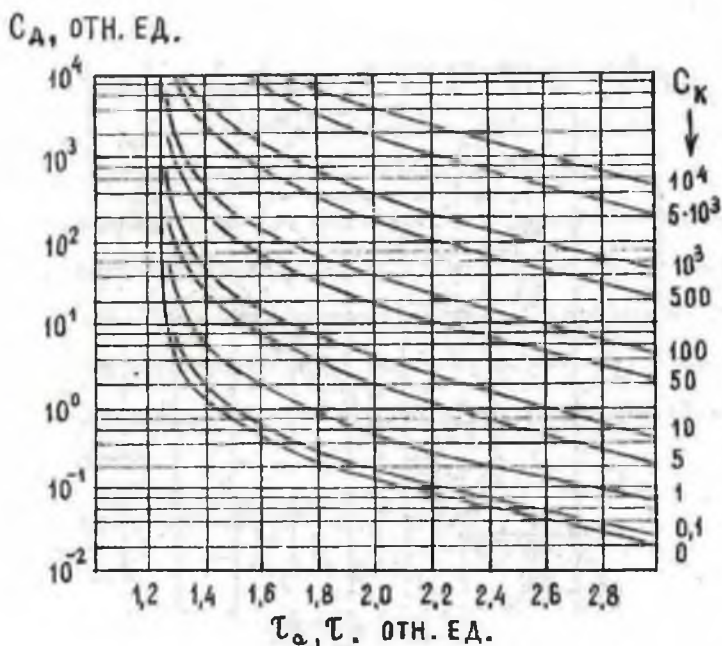


Рис. 4.2. Номограмма для определения оптимальных по критерию $\delta \rightarrow$ миним. параметров τ_a , τ при низком постоянном фоне.

Относящаяся номограмма представлена на рис. 4.3. Рассчитав по исходным данным шифры кривых $C_{дф}$ и $C_{кф}$, находят на номограмме их пересечение. По найденной точке на осях графика определяют оптимальные τ_a и τ . На графиках видно, что $\tau_a > \tau$. Причем, оптимальные значения этих параметров также изменяются от 1,25 до 3 и зависят от соотношения количества короткоживущих и долгоживущих мешающих нуклидов. Предельные значения и особенности изменения оптимальных параметров τ_a и τ , в зависимости от уровня постоянного фона и излучения мешающих нуклидов, приведены в табл. 4.1. При отсутствии долгоживущих помех τ_a возрастает (ограничено до 3), а τ по мере усиления постоянного фона уменьшается до предельного значения 1,25. При возрастающем влиянии долгоживущих помех τ_a и τ уменьшаются, стремясь

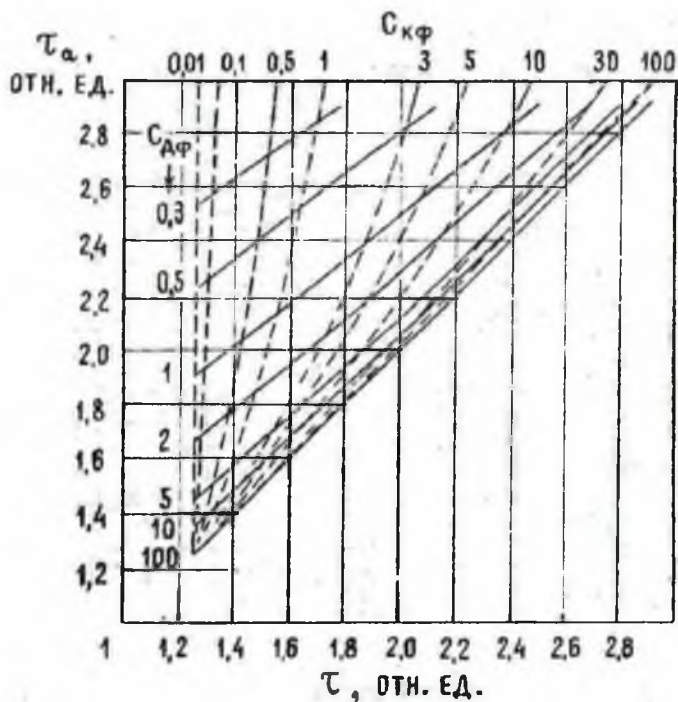


Рис. 4.3. Номограмма для определения оптимальных по критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$ параметров τ_a , τ при высоком постоянном фоне.

Таблица 4.1

Границы изменения τ_a , τ , соответствующие критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$

Уровень влияния постоянного фона	Соотношение τ_a, τ	$\frac{C_k}{C_d}, \frac{C_{kf}}{C_{df}} > 1$	$\frac{C_{kf}}{C_d}, \frac{C_{kf}}{C_{df}} < 1$	C_k, C_d или C_{kf}, C_{df} велики	C_k, C_d или C_{kf}, C_{df} малы
$I_\Phi \ll I_j$	$\tau_a = \tau$	$\tau_a \rightarrow \infty$ $\tau \rightarrow \infty$ ($\tau_a = \tau = 3$)	$\tau_a \rightarrow 1,25$ $\tau \rightarrow 1,25$	$\tau_a \rightarrow 1,25$ $\tau \rightarrow 1,25$	$\tau_a \rightarrow \infty$ $\tau \rightarrow \infty$ ($\tau_a = \tau = 3$)
$I_\Phi \gg I_j$	$\tau_a > \tau$	$\tau_a \rightarrow \infty$ $\tau > 1,25$	$\tau_a \geq 1,25$ $\tau \rightarrow 1,25$	$\tau_a \geq 1,25$ $\tau \geq 1,25$	$\tau_a \rightarrow \infty$ $\tau \rightarrow 1,25$

также к предельному значению 1,25. Причем, чем больше постоянный фон и меньше влияние короткоживущих помех, тем с большим опережением относительно τ_0 к этому пределу устремляется параметр τ .

Один из параметров - τ_0 или τ - может быть задан по разным причинам в неоптимальной области. Тогда расчет другого параметра проводится по одному из уравнений - (3.6а) или (3.6б). Если вещество мононуклидное или содержит мешающие нуклиды с постоянной распада не меньше, чем постоянная распада индикатора ($\lambda_S \geq \lambda$), то, задав параметр τ_0 , получим при условии $f' = f'_S = 0$ из уравнения (3.6а) следующее соотношение:

$$\frac{e^\tau - 2\tau - 1}{1 - e^{-\tau}} = \frac{fI_{\infty j}(1 - e^{-\tau_0})pe^{-\tau_{II}}}{I_\Phi(1+p)\eta_j} = \frac{Z_0(\text{миним.})}{2Z_\Phi}, \quad (4.11)$$

которое используется для расчета параметра τ . График приведенного соотношения совпадает с пунктирной линией на рис. 4.1, нанесенной в точках, где параметр Z_0 приобретает минимальное значение. Допустив наличие в веществе короткоживущих ($\lambda_S > \lambda$) и долгоживущих ($\lambda_S < \lambda$) мешающих нуклидов, получим из уравнения (3.6а) соотношение для расчета τ путем последовательного приближения

$$\tau = -\ln \left[1 + 2C_{K1} - (e^\tau - 2\tau - 1)(C_{\Phi1} + C_{D1}) \right], \quad (4.12)$$

где $C_{D1} = \frac{C_D \tau_0}{1 - e^{-\tau_0}}$; $C_{K1} = \frac{C_K}{1 - e^{-\tau_0}}$; $C_{\Phi1} = \frac{I_\Phi(1+p)}{pI_{\infty j}(1 - e^{-\tau_0})} e^{-\tau_{II}}$.

Из данного соотношения следует, что и в этом случае $\tau > 1,25$. Причем излучение долгоживущих нуклидов оказывает на τ такое же влияние, как постоянное фоновое излучение, то есть при уменьшении суммы $C_{\Phi1} + C_{D1}$ имеем $\tau \rightarrow \infty$, а когда сумма $C_{\Phi1} + C_{D1}$ существенно увеличивается, то $\tau \rightarrow 1,25$. В случае заданного τ получим из уравнения (3.6б) соотношение для расчета τ_0 также путем последова-

тельного приближения

$$\tau_a = -\ln \left[1 + 2(C_{\Phi 2} + C_{K2}) - (e^{\tau_a} - 2\tau_a - 1)C_{дз} \right], \quad (4.13)$$

$$\text{где } C_{дз} = \frac{C_d \tau}{1 - e^{-\tau}}; \quad C_{K2} = \frac{C_K}{1 - e^{-\tau}}; \quad C_{\Phi 2} = \frac{I_{\Phi}(1 + p)\tau}{p\Gamma_{\infty}(1 - e^{-\tau})} e^{\tau_{п}}.$$

В этом соотношении значения параметра τ_a прivityают 1,25. Это прivityение тем меньше, чем больше влияние долгоживущих мешающих нуклидов. При этом постоянное фоновое излучение оказывает такое же влияние на τ_a , как излучение короткоживущих мешающих нуклидов, то есть рост суммы $C_{\Phi 2} + C_{K2}$ приводит к увеличению параметра τ_a .

Пользоваться соотношениями (4.12), (4.13), а также формулами (4.9), (4.10) и номограммами на рис.4.2 и 4.3 можно, когда постоянная распада индикатора и мешающих нуклидов существенно отличается. Если этого нет, то использовать их можно лишь для оценки параметров в нулевом приближении. Дальнейшие уточненные расчеты в таком случае необходимо проводить по формулам (3.6а) и (3.6б).

Уровень влияния излучения мешающих нуклидов, особенно короткоживущих, зависит от времени паузы. Поэтому совместно с выбором τ_a и τ необходимо определение оптимального параметра $\tau_{п}$. Если вещество не содержит короткоживущих ($\lambda > \lambda_B$) по отношению к индикатору нуклидов-помех, то параметр паузы задается минимальным $\tau_{п} = \tau_{по}$. Если вещество содержит хотя бы один короткоживущий нуклид-помеху, то параметр паузы определяется по критерию минимума погрешности δ . Положив в выражениях (3.7) вместо обобщенного аргумента y параметр $\tau_{п}$, приведем уравнение (3.6) к конкретному виду в следующих случаях.

В первом случае заданы τ_a , τ . Тогда $\tau_{п} \geq \tau_{по}$ и

$$\Phi = f' + 1; \quad \Phi_B = \frac{\lambda_B}{\lambda}(f'_B + 1); \quad \Phi = 0.$$

Уравнение (3.6) с учетом полученных значений ψ , ψ_S , Φ переходит в форму (3.6в).

Во втором случае заданы τ и сумма параметров τ_c

$$\tau_c = n(\tau_\alpha + \tau_\Pi + \alpha\tau), \quad (4.14)$$

где $\alpha = 1 + \varepsilon p$; $\varepsilon = 1$, если фоновое излучение регистрируется; $\varepsilon = 0$, если фоновое излучение не регистрируется. При условии

$\tau_{\text{по}} \leq \tau_\Pi \leq \frac{\tau_c}{n} - \alpha\tau$ имеем $f' = 0$. Тогда получим

$$\psi = \frac{1}{1 - e^{-\tau_\alpha}}; \quad \psi_S = \frac{\lambda_S}{\lambda(1 - e^{-\tau_\alpha \lambda_S / \lambda})}; \quad \Phi = 0$$

и уравнение (3.6) переходит в (3.6г).

В третьем случае заданы τ_α и сумма τ_c . Тогда $\tau_{\text{по}} \leq \tau_\Pi \leq \frac{\tau_c}{n} - \tau_\alpha$;

$$\psi = \frac{1 - (1 - \alpha^{-1})e^{-\tau}}{1 - e^{-\tau}};$$

$$\psi_S = \frac{\lambda_S(1 - (1 - \alpha^{-1})e^{-\tau \lambda_S / \lambda})}{\lambda(1 - e^{-\tau \lambda_S / \lambda})}; \quad \Phi = \frac{I_\Phi(p+1)}{p\tau\alpha}$$

и уравнение (3.6) переходит в (3.6д).

В четвертом случае заданы τ и условие для совмещенных измерений (4.5). Тогда $\tau_\Pi \geq \tau_{\text{по}}$;

$$\psi = 2f' + \frac{1 - 2e^{-\tau_\alpha}}{1 - e^{-\tau_\alpha}}; \quad \psi_S = \frac{\lambda_S}{\lambda} \left[2f'_S + \frac{1 - 2e^{-\tau_\alpha \lambda_S / \lambda}}{1 - e^{-\tau_\alpha \lambda_S / \lambda}} \right]; \quad \Phi = 0$$

и уравнение (3.6) переходит в (3.6е).

В пятом случае заданы τ_α и также условие (4.5). Тогда $f' = 0$; $\tau_{\text{по}} \leq \tau_\Pi \leq \tau_\alpha$;

$$\psi = \frac{1}{1 - e^{-\tau}}; \quad \psi_S = \frac{\lambda_S}{\lambda(1 - e^{-\tau \lambda_S / \lambda})}; \quad \Phi = \frac{I_\Phi(p+1)}{\tau p}$$

и уравнение (3.6) переходит в (3.6ж).

Таким образом, в присутствии хотя бы одной короткоживущей помехи и при разном сочетании заданных интервалов времени оптимальный параметр паузы может быть определен из формулы (3.6в) либо по одной из систем уравнений (4.14), (3.6г); (4.14), (3.6д); (4.5), (3.6е); (4.5), (3.6ж). Если из указанных формул τ_{Π} не определяется или получен результат $\tau < \tau_{\text{по}}$, то погрешность δ в области определения τ_{Π} минимума не имеет. Тогда за оптимальный следует принять параметр $\tau_{\Pi} = \tau_{\text{по}}$.

Полученные выше модификации оптимизационного уравнения (3.6) для стационарных активационных измерений представлены в таблице 4.2, где обозначено:

$$[j] = I_j + 2 \sum_{s=j}^s K_{sj} I_s + 2I_{\Phi} \frac{p+1}{p}; \quad [s] = \sum_{j=s}^s K_{sj} I_s.$$

Еще одним критерием оптимизации является проведение активационных измерений в течение интервалов времени, сумма которых t_c минимальна. Положим, что одна и та же порция вещества (его проба) проходит последовательно n циклов, каждый из которых включает активацию и регистрацию наведенного излучения, или анализируемое вещество для увеличения представительности измерений разделено на n одинаковых проб, которые последовательно проходят активационный цикл. В том и другом случае активационные эффекты, зарегистрированные в каждом цикле, суммируют. Имеем сумму

$$\tau_c = n(\tau_a + \tau_{\Pi} + \tau_{\text{пр}} + \alpha t). \quad (4.14a)$$

В том случае, когда индикатором является долгоживущий нуклид, одновременно активируют группу проб, а затем, после времени паузы, регистрируют последовательно активационный эффект каждой пробы. Обозначив их количество n_{Π} и учитывая, что в данном случае $n=1$, получим

Таблица 4.2

Уравнения оптимизации стационарных измерений по критерию δ - миним.

(3.6а)	$(j) \left[f' - \frac{1}{e^{-\tau} - 1} \right] - (s) \frac{\lambda_s}{\lambda} \left[f'_s - \frac{1}{e^{-\lambda_s \tau / \lambda} - 1} \right] = - \frac{I_{\Phi}(p+1)}{\tau_p}$
(3.6б)	$(j) \left[f' - \frac{1}{e^{-\tau_a} - 1} \right] - (s) \frac{\lambda_s}{\lambda} \left[f'_s - \frac{1}{e^{-\lambda_s \tau_a / \lambda} - 1} \right] = 0$
(3.6в)	$(j) (f' + 1) - (s) \frac{\lambda_s}{\lambda} (f'_s + 1) = 0$
(3.6г)	$(j) \frac{1}{1 - e^{-\tau_a}} - (s) \frac{\lambda_s}{\lambda (1 - e^{-\tau_a \lambda_s / \lambda})} = 0$
(3.6д)	$(j) \frac{1 - (1 - \alpha^{-1}) e^{-\tau}}{1 - e^{-\tau}} - (s) \frac{\lambda_s (1 - (1 - \alpha^{-1}) e^{-\tau \lambda_s / \lambda})}{\lambda (1 - e^{-\tau \lambda_s / \lambda})} = \frac{I_{\Phi}(p+1)}{p \tau \alpha}$
(3.6е)	$(j) \left[2f' + \frac{1 - 2e^{-\tau_a}}{1 - e^{-\tau_a}} \right] - (s) \frac{\lambda_s}{\lambda} \left[2f'_s + \frac{1 - 2e^{-\tau_a \lambda_s / \lambda}}{1 - e^{-\tau_a \lambda_s / \lambda}} \right] = 0$
(3.6ж)	$(j) \frac{1}{1 - e^{-\tau}} - (s) \frac{\lambda_s}{\lambda (1 - e^{-\tau \lambda_s / \lambda})} = \frac{I_{\Phi}(p+1)}{\tau_p}$

$$\tau_c = \tau_a + \tau_{\Pi} + \alpha \tau, \quad (4.14б)$$

где $\alpha = n_{\Pi} (1 + \varepsilon_p)$. Отметим, что в формуле (4.14б) оптимальное время паузы может быть отнесено к каждой пробе лишь при условии $n_{\Pi} \tau < 1$, то есть, когда время, затраченное на регистрацию приведенного излучения всех проб, намного меньше периода полураспада индикатора.

Минимуму суммарного времени активационных измерений соответствует уравнение $d\tau_c/d\tau = 0$. С учетом сумм (4.14), (4.14а), (4.14б)

при заданных параметрах τ_{Π} , $\tau_{\text{шт}}$ имеем

$$\frac{d\tau}{d\alpha} + \alpha = 0. \quad (4.15)$$

Определив из равенства (4.3)

$$\tau_{\alpha} = -\ln \left[1 - \frac{1 + \sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau}}{2Z(1 - e^{-\tau})} \right] \quad (4.16)$$

и дифференцируя по уравнению (4.15), получим выражение для определения оптимального τ

$$Z = \frac{1}{2(1 - e^{-\tau})^2} \left\{ (1 + \sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau})(1 - e^{-\tau} + \frac{e^{-\tau}}{\alpha}) - \frac{4Z_{\Phi}(1 - e^{-\tau})}{\alpha\sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau}} \right\}. \quad (4.17)$$

Из уравнений (4.16) и (4.17) получим выражение для определения оптимального τ_{α}

$$\tau_{\alpha} = -\ln \left\{ 1 - \frac{(1 + 8Z_{\Phi}\tau + \sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau})(1 - e^{-\tau})}{(1 + 8Z_{\Phi}\tau + \sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau})(1 - e^{-\tau} + \alpha^{-1}e^{-\tau}) - 4Z_{\Phi}\alpha^{-1}(1 - e^{-\tau})} \right\}. \quad (4.18)$$

Увеличение коэффициента α в формулах (4.17), (4.18) приводит к уменьшению τ и росту τ_{α} . При увеличении параметра ρ его влияние на Z_{Φ} быстро ослабевает. Поэтому, когда фон регистрируют, значения ρ выбирают не больше нескольких единиц. Таким образом, значение α в формулах (4.14), (4.14а) изменяется от одной до нескольких единиц, а в формуле (4.14б) α может быть немного больше единицы. При изменении α в пределах от 1 до 3 оптимальные τ и τ_{α} перераспределяются так, что сумма τ_{α} изменяется весьма незначительно. Учитывая данное обстоятельство, в формулах (4.17), (4.18) влиянием α можно пренебречь, положив $\alpha=1$. В результате получим систему уравнений

$$Z = \frac{1}{2(1 - e^{-\tau})^2} \left[1 + \frac{1 - 4Z_{\Phi}(1 - e^{-\tau} - 2\tau)}{\sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau}} \right]; \quad (4.19)$$

$$\tau_a = -\ln \left[1 - \frac{(1 + 8Z_\Phi \tau + \sqrt{1 + 8Z_\Phi \tau})(1 - e^{-\tau})}{1 + \sqrt{1 + 8Z_\Phi \tau} - 4Z_\Phi(1 - e^{-\tau} - 2\tau)} \right]. \quad (4.20)$$

графическое изображение которых представлено в виде номограмм на рис. 4.4 и 4.5. Значение $\alpha = 1$ принимают также в тех случаях, когда фон не регистрируется или минимизируется неполная сумма $n(\tau_a + \tau_D + \tau_{III} + \tau)$. Если с ростом α требуется оценка перераспреде-

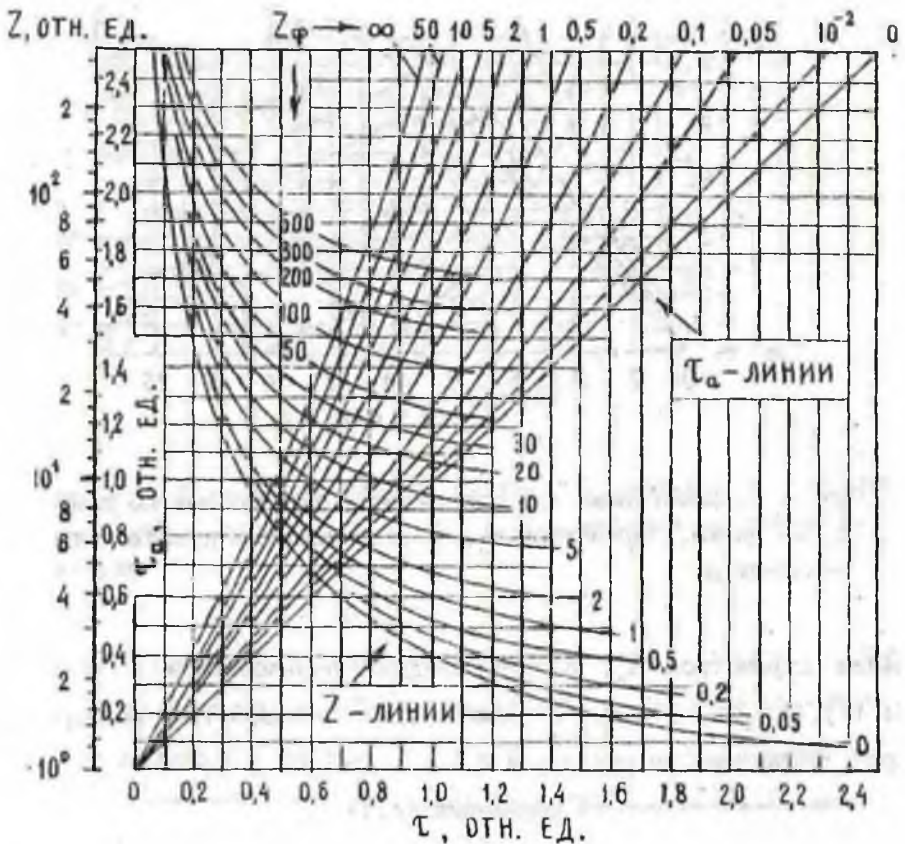


Рис. 4.4. Номограмма для определения оптимальных по критерию $t_c \rightarrow \text{миним.}$ параметров τ_a, τ короткоживущих нуклидов при значении $\alpha = 1$.

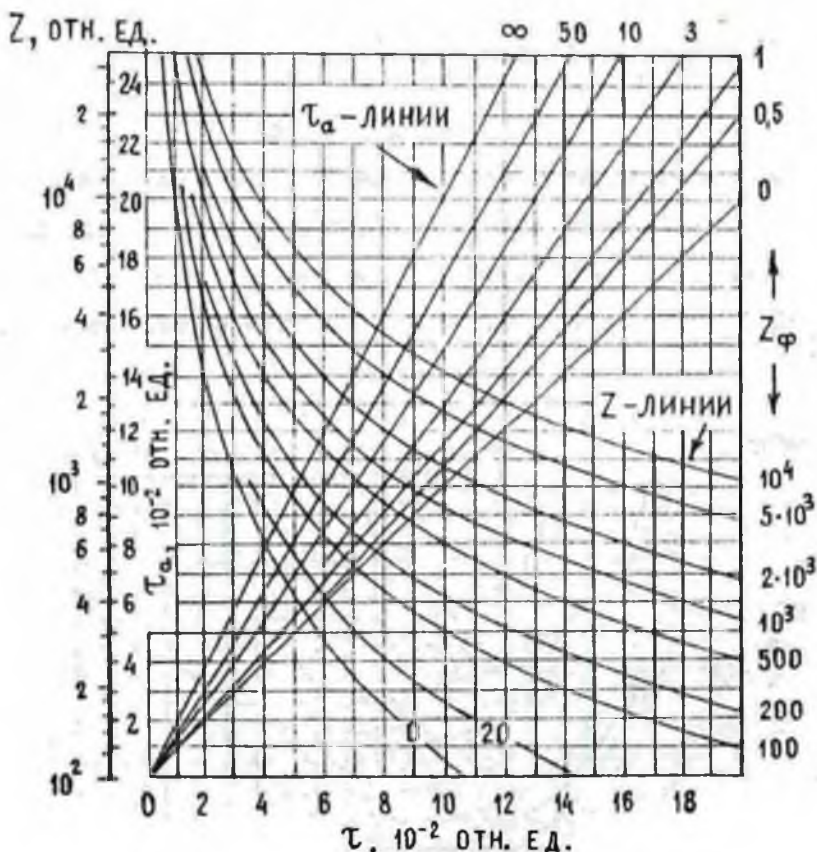


Рис. 4.5. Номограмма для определения оптимальных по критерию $t_c \rightarrow \text{миним.}$ параметров τ_{α} , τ долгоживущих нуклидов при значении $\alpha = 1$.

ления параметров τ_{α} , τ , то следует пользоваться формулами (4.17), (4.18). При $\alpha = 2$ можно также пользоваться номограммами, представленными на рис. 4.6 и 4.7.

Непосредственно из выражений (4.3) и (4.17) следует, что необходимыми для оптимизации (достаточными при $Z_{\Phi} = 0$) являются условия $Z_{\alpha} \geq 1$, $Z \geq 1$. Эти условия отражены также на приведенных номограм-

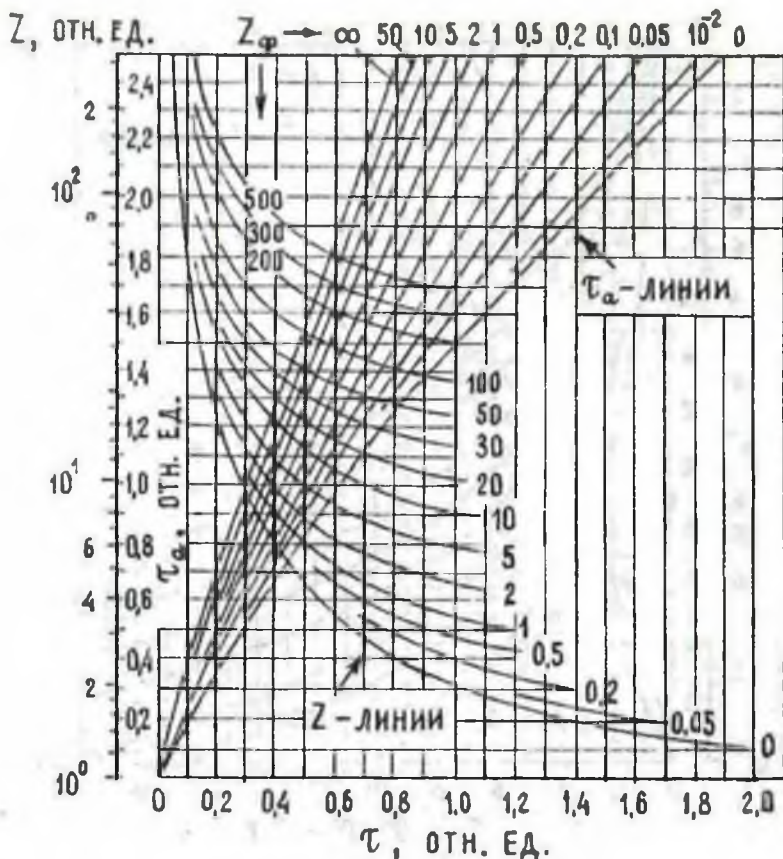


Рис. 4.6. Номограмма для определения оптимальных по критерию $t_c \rightarrow \text{миним.}$ параметров τ_α , τ короткоживущих нуклидов при значении $\alpha = 2$.

мах. Любой точке на Z_0 или Z -линиях номограмм с шифром Z_Φ соответствуют значения Z_0 или Z на оси ординат и значение оптимального τ на оси абсцисс. Если при наличии фона ($Z_\Phi > 0$) и заданных Z_0 , Z , Z_Φ линии с шифром Z_Φ не пересекают значения Z_0 или Z , то есть Z_0 , Z расположены ниже линии с шифром Z_Φ , то при данных условиях активационные измерения невозможны. На номограммах для оптимизации τ_c

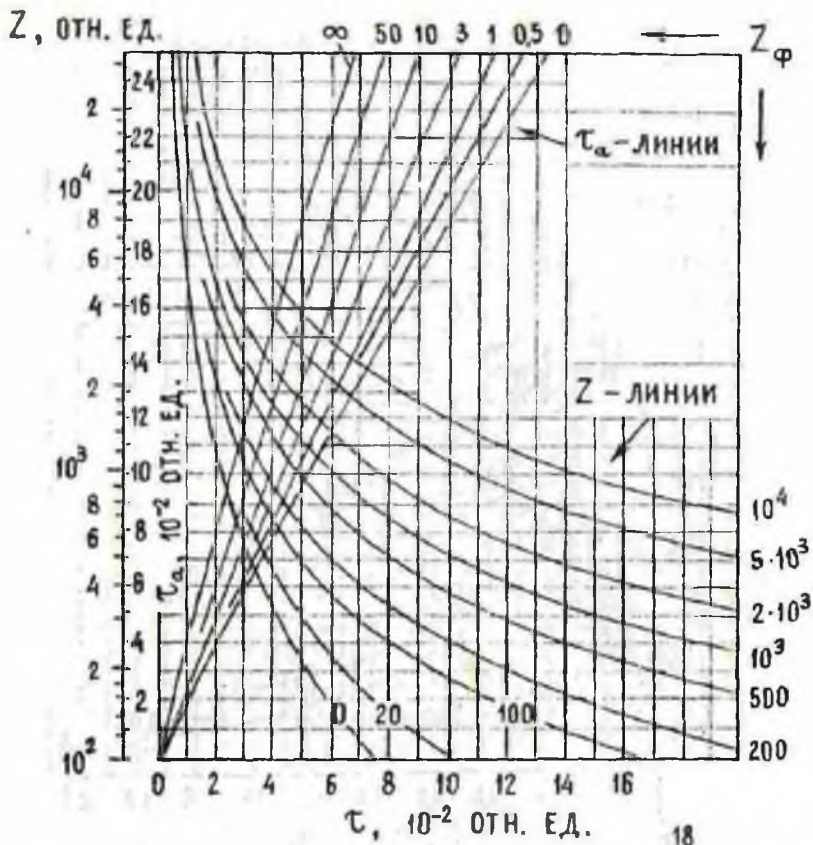


Рис. 4.7. Номограмма для определения оптимальных по критерию $t_c \rightarrow \text{миним.}$ параметров τ_α, τ долгоживущих нуклидов при значении $\alpha = 2$.

(см. рис. 4.4; 4.5; 4.6; 4.7) любой точке на τ_α -линиях с шифром Z_ϕ соответствует оптимальное значение τ_α на оси ординат и τ на оси абсцисс.

Из равенства (4.1), принимая $Z = 1$, получим

$$\delta = R \sqrt{\frac{\lambda}{r I_{\alpha_j} m}} e^{\tau_\alpha} \quad (4.21)$$

что соответствует минимальной погрешности в определении активационного эффекта индикатора при пренебрежимо малом влиянии долгоживущих помех и фонового излучения. При этом практически достаточно принять $\tau_a = \tau = 3$. Если параметр активации задан, то, положив $Z_0 = 1$, из формул (4.1), (4.4) получим

$$\delta = R \sqrt{\frac{\lambda}{f I_{\infty J} n \eta (1 - e^{-\tau_a})} e^{\tau_{\Pi}}}, \quad (4.22)$$

что также соответствует минимальной погрешности δ при пренебрежимо малом фоне, отсутствии долгоживущих помех и $\tau = 3$.

Для минимизации δ в отсутствие долгоживущих помех и при наличии фона ($Z_{\Phi} \neq 0$), как это следует из соотношений (4.3), (4.4), необходимо максимально возможное увеличение τ_a . При этом параметр τ может принимать лишь ограниченное значение (соответствующее Z_0 (миним.)), которое тем больше, чем меньше Z_{Φ} .

Решая совместно уравнения (2.3), (2.4), (2.6), получим выражение для расчета $I_{\infty J}$

$$I_{\infty J} = \frac{R^2 \lambda e^{\tau_{\Pi}}}{2fn\delta^2 (1 - e^{-\tau})(1 - e^{-\tau_a})} \times \left\{ 1 + \sqrt{1 + 4R^{-2}\delta^2 nt \left[\sum_{S \neq J} K_{S J} I_S + I_{\Phi} (p+1)p^{-1} \right]} \right\}. \quad (4.23)$$

Подставив в выражение (4.23) оптимальные интервалы времени, можно рассчитать чувствительность определения интенсивности излучения индикатора при заданной погрешности δ и выбранных условиях оптимизации. Из формулы (4.23) можно также определить произведение $K_{S J} I_{\infty S}$ одного из мешающих нуклидов, если $K_{S J}$ и $I_{\infty S}$ других мешающих нуклидов, а также $I_{\infty J}$ заданы. Имея в виду зависимость $I_{\infty J}$ и $I_{\infty S}$ от макроскопического сечения активации, из формул (1.9), (1.12) опре-

деляется содержание в веществе, соответственно, индикатора или помехи. При заданном содержании в веществе индикатора или помехи из этих же формул определяется величина потока активирующего излучения. Допустив, что минимальной чувствительности в определении I_{ω_j} соответствует равенство $I_j = 3 \sqrt{D_j}$, получим $\delta = 0,33$, то есть указанная погрешность задается в формуле (4.23) для расчета минимальной чувствительности с доверительной вероятностью 0,99.

Следует отметить, что оптимизация по критерию $\delta \rightarrow$ миним. совместима с условиями $\tau_a = \beta\tau$ или $\tau_a + \tau_{\text{по}} = \tau_{\text{п}} + \tau$, а по критерию $t_c \rightarrow$ миним. — несовместима ни с одним из отмеченных выше условий. Исключением является лишь тривиальный случай совместимости критериев $\delta \rightarrow$ миним. и $t_c \rightarrow$ миним. для мононуклида, когда при отсутствии фонового излучения имеем $\tau_a \rightarrow \infty$ и $\tau \rightarrow \infty$. Это обстоятельство не исключает возможности определения минимальных I_{ω_j} , t_c при условии $\delta \rightarrow$ миним., а также определения минимальных I_{ω_j} , δ при заданной сумме t_c или условия $t_c \rightarrow$ миним.

4.2. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ

Для малых значений $\tau \ll 1$ из равенства (4.3) следует, что

$$\tau = Z_0^{-1} + 2Z_{\Phi}Z_0^{-2}.$$

В случае $Z_{\Phi} = 0$ определим

$$\tau = -\ln(1 - Z_0^{-1}).$$

Дифференцируя правую часть выражения (4.3) по формуле $dZ_0/d\tau = 0$, установим, что значение параметра τ , соответствующее минимальному Z_0 , почти не отличается от предельного $\tau = 1,25$, когда $Z_{\Phi} > 30$. При этом значении параметра τ положение минимума Z_0 определяется формулой

$$Z_0(\text{миним.}) = 0,7 + \sqrt{5Z_{\Phi}}.$$

В случае $\beta = 1$ и $\tau_{\Pi} = \tau_{\text{по}}$ условия оптимизации (4.5) и (4.6) совпадают так, что $\tau_a = \tau$. Тогда из уравнения (4.3) получим

$$Z = \frac{1 + \sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau}}{2(1 - e^{-\tau})^2}. \quad (4.24)$$

Соответствующая номограмма для определения оптимальных параметров представлена на рис. 4.8. На номограмме видно и из формулы (4.7) при $\beta=1$ следует, что в случае $Z_{\Phi} > 30$ минимуму Z соответствует параметр $\tau = 2,3$. При этом значении τ положение минимума Z определяется формулой

$$Z_{(\text{миним.})} = 0,62 + \sqrt{7Z_{\Phi}}.$$

Если $Z_{\Phi} = 0$, то достаточно при $\tau=3$ принять за минимум $Z=1,1$, то есть параметр τ , соответствующий минимуму Z , изменяется в пределах от 2,3 до 3.

Отметим ограничение в выполнении критерия $\delta \rightarrow \text{миним.}$, когда заданы τ_a и τ . Из уравнения (3.6в) имеем равенство

$$I_{j+} + 2I_{\Phi} \frac{p+1}{p} = \sum_{\text{в}} K_{\text{в}j} I_{\text{в}} \left[\frac{\lambda_{\text{в}}(f_{\text{в}}+1)}{\lambda(f+1)} - 2 \right],$$

из которого следует, что погрешность δ в области $\tau_{\Pi} > \tau_{\text{по}}$ не имеет минимума, если все помехи соответствуют неравенству

$$\frac{\lambda_{\text{в}}(f_{\text{в}}+1)}{\lambda(f+1)} < 2. \quad (4.25)$$

Для однократных измерений или при заданном времени t_c следует положить $f' = f'_{\text{в}} = 0$. Тогда неравенство (4.25) упрощается $\lambda_{\text{в}}/\lambda < 2$.

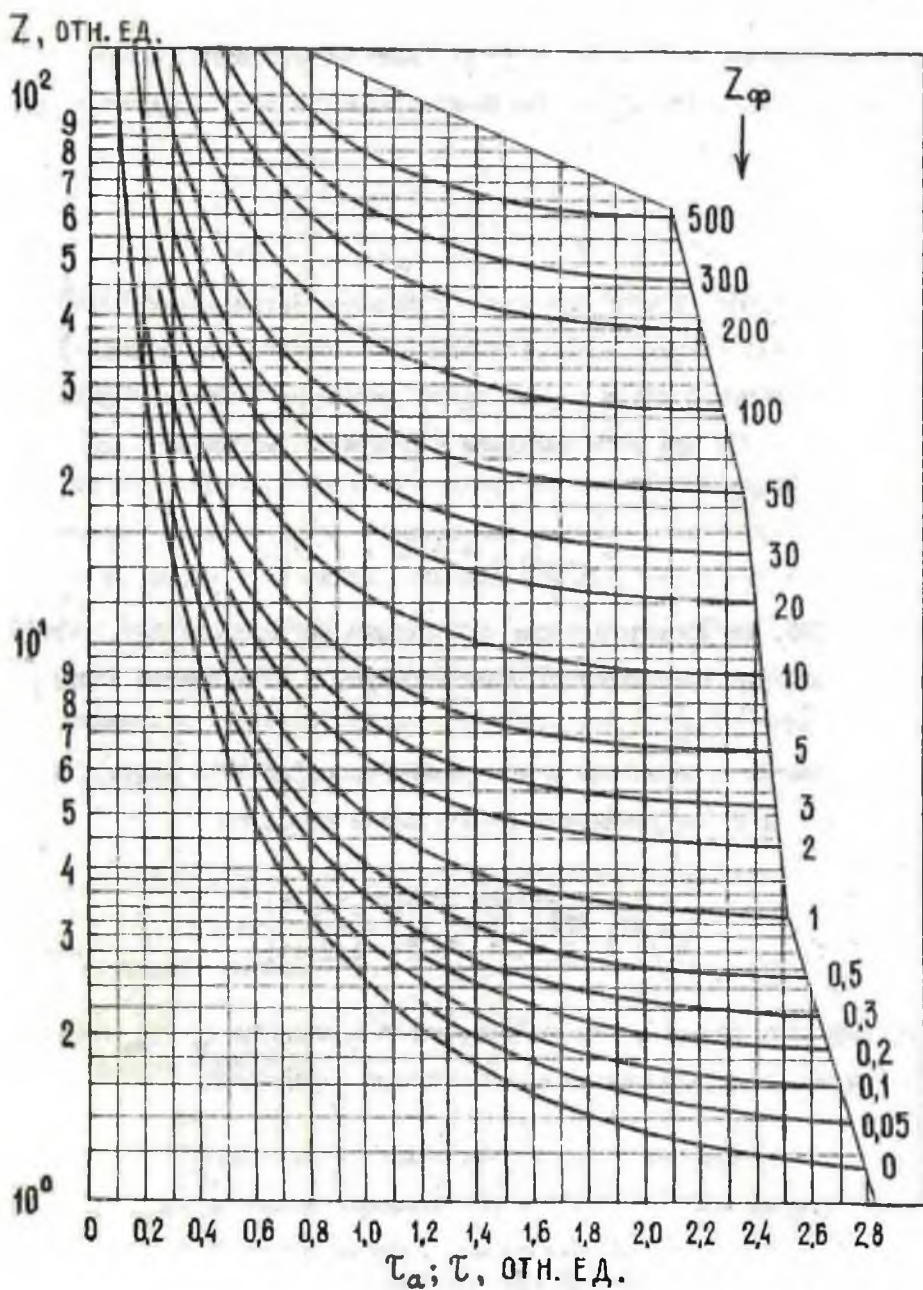


Рис. 4.8. Номограмма для определения оптимальных параметров по критерию $t_a = t$.

4.2.1. МИНИМИЗАЦИЯ ВРЕМЕНИ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ НИЗКОМ ПОСТОЯННОМ ФОНЕ

Рассмотрим соотношения активационных параметров при выполнении критерия оптимизации $t_c \rightarrow \text{миним.}$, соответствующие частному случаю, когда $Z_\Phi \ll Z$, то есть уровень фонового излучения относительно активационного эффекта настолько мал, что приближенно можно принять $Z_\Phi = 0$. Тогда формула (4.17) преобразуется в уравнение

$$Z = \frac{1 - (\alpha - 1)\alpha^{-1}e^{-\tau}}{(1 - e^{-\tau})^2},$$

которое имеет решение

$$\tau = -\ln \left[1 - \frac{\alpha - 1}{2Z\alpha} - \sqrt{\frac{1}{Z\alpha} + \left(\frac{\alpha - 1}{2Z\alpha}\right)^2} \right]. \quad (4.26)$$

В частности, когда $\alpha = 1$, имеем $\tau = -\ln(1 - Z^{-0.5})$. По мере увеличения α параметр τ уменьшается. Из уравнения (4.18) при $Z_\Phi = 0$ получим упрощенное соотношение

$$\tau_\alpha = \ln(\alpha e^\tau - \alpha + 1), \quad (4.27)$$

которое с учетом формулы (4.26) представим в виде

$$\tau_\alpha = \ln \left\{ 1 - \alpha + \alpha \left[1 - \frac{\alpha - 1}{2Z\alpha} - \sqrt{\frac{1}{Z\alpha} + \left(\frac{\alpha - 1}{2Z\alpha}\right)^2} \right]^{-1} \right\}. \quad (4.28)$$

Из соотношений (4.27), (4.28) при $\alpha = 1$ следует равенство $\tau_\alpha = \tau$. Однако, когда $\alpha > 1$, то $\tau_\alpha > \tau$. Для больших значений τ ($\tau \gg 1$) по мере увеличения α разность $\tau_\alpha - \tau$ увеличивается до значения $\ln \alpha$. Уже в области $\tau > 1$ вместо уравнения (4.27) можно пользоваться приближенным соотношением $\tau_\alpha \approx \tau + \ln \alpha$.

Если нуклид-индикатор долгоживущий, то $\tau \ll 1$ и из уравнения (4.27) получим

$$\tau_\alpha = \ln(1 + \alpha\tau). \quad (4.29)$$

При активации только одной пробы, очевидно, выполняется равен-

ство $\alpha t \ll 1$. В случае активации группы проб, как ранее отмечено, $n_{II} \tau \ll 1$. Поскольку сумма $1+p$ не превышает нескольких единиц, то можно также принять $\alpha t \ll 1$. Тогда из равенства (4.29) имеем приближенное соотношение $\tau_a \approx \alpha t$, то есть $\tau_a / \tau \approx \alpha$.

Для хорошо активирующегося или долгоживущего индикатора имеем $Z \gg 1$. Тогда из уравнения (4.26) получим $\tau = -\ln[1 - (Z\alpha)^{-0,5}]$. Поскольку при этом очевидно, что $Z\alpha \gg 1$, то можно пользоваться приближением $\tau = (Z\alpha)^{-0,5}$. Положив дополнительно в формуле (4.26) условие $Z \gg \alpha$, получим с таким же приближением $\tau_a = (\alpha / Z)^{0,5}$.

Отметим некоторые закономерности изменения суммы $\tau_a + \alpha t$ долгоживущего индикатора, имея в виду зависимость ее от параметров α и Z . С увеличением n_{II} или p коэффициент α растет, а Z не изменяется. При этом сумма $\tau_a + \alpha t$ растет пропорционально $\sqrt{n_{II}(p+1)}$. С увеличением p растет Z , а α не изменяется. Тогда сумма $\tau_a + \alpha t$ уменьшается обратно пропорционально \sqrt{p} , а сумма $n(\tau_a + \alpha t)$ увеличивается прямо пропорционально \sqrt{p} .

4.2.2. МИНИМИЗАЦИЯ ВРЕМЕНИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОМ ПОСТОЯННОМ ФОНЕ

Рассмотрим случай минимизации t_c , когда уровень постоянного фона настолько велик, что выполняется неравенство $Z_{\Phi} \gg 1$. Уравнение (4.18) преобразуется следующим образом:

$$\tau_a = -\ln \left[1 - \frac{2\tau\alpha(1 - e^{-\tau})}{(2\tau\alpha - 1)(1 - e^{-\tau}) + 2\tau e^{-\tau}} \right]. \quad (4.30)$$

Из равенства (4.30) следует, что область изменения параметра τ определяется соотношением

$$\frac{e^{\tau} - 1}{2\tau} < 1,$$

то есть имеет ограничение $\tau < 1,25$.

Для долгоживущего нуклида-индикатора при условии $\tau_{\alpha} \ll 1$, $\tau \ll 1$, $Z \gg 1$ уравнение (4.30) упрощается

$$\tau_{\alpha} \approx \frac{2\tau\alpha}{2\tau(\alpha-1)+1}$$

Увеличение α , как уже отмечалось, приводит к уменьшению τ . Поэтому при высоком фоне выполняется неравенство $2\tau(\alpha-1) \ll 1$, т.е. τ_{α} определяется соотношением

$$\tau_{\alpha} \approx 2\tau\alpha, \quad (4.31)$$

из которого имеем $\tau_{\alpha}/\tau \approx 2\alpha$. Используя соотношение (4.31) в формуле (4.17), определим

$$\left. \begin{aligned} \tau_{\alpha} &\approx \sqrt[3]{4Z_{\Phi}\alpha Z^{-2}}; \\ \tau &\approx \sqrt[3]{0,5Z_{\Phi}\alpha^2 Z^2} \end{aligned} \right\} \quad (4.32)$$

Если $\alpha=1$, то возможна более детальная оценка параметров. Обозначив $ZZ_{\Phi}^{-2}=q$, отметим следующие случаи. Соотношение $\tau_{\alpha}=\tau=Z^{-0,5}$ является хорошим приближением, когда фон мал и $q > 1$. В случае $0,001 \leq q \leq 1$ влиянием фона пренебречь нельзя. Тогда

$$\tau_{\alpha} = \frac{(1 + 8Z_{\Phi}\tau + \sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau})\tau}{1 + \sqrt{1 + 8Z_{\Phi}\tau} + 4Z_{\Phi}\tau}$$

где

$$Z_{\Phi}\tau = \sqrt[3]{\frac{1}{2q^2}} + \sqrt[3]{\frac{3 - \sqrt{9 - 5,3q}}{12q^2}}$$

При значениях $q < 0,001$ влияние фона существенно велико. Тогда

$$\tau_{\alpha} \approx 2\tau = \sqrt[3]{4Z_{\Phi}Z^{-2}}$$

5.1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Основным критерием оптимизации при измерении активационного эффекта движущихся веществ или измерении движущимися зондами является минимизация относительной статистической погрешности определения интенсивности излучения нуклида-индикатора, т.е. $\delta \rightarrow \text{миним.}$ Из выражения (2.3) следует, что $\delta \rightarrow \text{миним.}$, если $h \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$. Когда h и V ограничены, то минимум δ зависит от состава мешающих нуклидов, линейно-скоростных параметров активационной установки и, как следствие, от соотношения интенсивностей наведенного и фонового излучения. Часть фонового излучения может быть направлена из зоны активации от активирующих источников. Его интенсивность возрастает при уменьшении L или V_L , а также (в случае постоянной плотности активирующего потока ϕ) при увеличении α или V_α . Если объемно-передвигающееся вещество активируется излучением точечных источников, то $\bar{\phi}$ существенно зависит от объема области активации. Поэтому оптимизируемыми параметрами, наряду со скоростями v , v_0 , являются также линейные L , α или объемные V_L , V_α размеры активационной установки. Положим, что L и V_L могут уменьшаться, соответственно, до значений L_0 и V_{L0} , а величины α и V_α - увеличиваться до соответствующих значений α_0 и $V_{\alpha 0}$, где L_0 , α_0 , V_{L0} , $V_{\alpha 0}$ - предельно допустимые размеры активационной установки, определяемые практическими условиями измерений.

Определим вид оптимизирующего уравнения (3.6) при изменении указанных выше параметров, положив $\eta_j=1$. Рассмотрим следующие случаи.

В первом случае оптимизируется L или v_L , то есть $d\delta/dL=0$ ($d\delta/dv_L=0$). При условии $L_0 \leq L < \infty$ ($v_{L0} \leq v_L < \infty$) получим из соотношений (3.7) для линейного передвижения

$$\Psi = \frac{\lambda}{v}; \quad \Psi_S = \frac{\lambda_S}{v}; \quad \Phi = -\frac{p+1}{p} \frac{dI_\Phi}{dL}; \quad (5.1)$$

для объемного передвижения

$$\Psi = \frac{\lambda}{v_0}; \quad \Psi_S = \frac{\lambda_S}{v_0}; \quad \Phi = -\frac{p+1}{p} \frac{dI_\Phi}{dv_L} \quad (5.2)$$

и уравнение (3.6) с учетом набора функций (5.1) либо (5.2) переходит в (3.6и).

Во втором случае оптимизируется a или v_a , то есть $d\delta/da=0$ ($d\delta/dv_a=0$) в области $0 < a \leq a_0$ ($0 < v_a \leq v_{a0}$). Для линейного передвижения, положив $dL/da = \frac{dI_\infty}{da} = \frac{dI_{\infty S}}{da} = 0$, имеем

$$\Phi = -\frac{\lambda}{v} \operatorname{oth} \tau_a; \quad \Phi_S = -\frac{\lambda_S}{v} \operatorname{oth} \tau_a \frac{\lambda_S}{\lambda}; \quad \Phi = -\frac{p+1}{p} \frac{dI_\Phi}{da}. \quad (5.3)$$

При объемном передвижении вещества v_L может зависеть от v_a . Обозначим $v_{пр}$ объем вещества, заполняющий промежуток между областями активации и регистрации, а также часть области регистрации до детектора. Представим v_L суммой

$$v_L = v_a - v_\xi + v_{пр}.$$

Считая, что v_ξ и $v_{пр}$ не зависят от v_a , получим $dv_L/dv_a=1$. Тогда

$$\Psi = -\frac{\lambda}{v_0} (\operatorname{oth} \tau_a + \frac{v_0}{\lambda I_\infty} \frac{dI_\infty}{dv_a} - 1); \quad (5.4)$$

$$\Psi_S = -\frac{\lambda_S}{v_0} (\operatorname{oth} \frac{\lambda_S}{\lambda} \tau_a + \frac{v_0}{\lambda_S I_{\infty S}} \frac{dI_{\infty S}}{dv_a} - 1). \quad (5.5)$$

Учтем пропорциональность средней плотности потока активиру-

щего излучения $\bar{\Phi}$ и величин I_{∞} , $I_{\infty B}$

$$\frac{dI_{\infty}}{I_{\infty} dV_a} = \frac{dI_{\infty B}}{I_{\infty B} dV_a} = \frac{d\bar{\Phi}}{\bar{\Phi} dV_a}. \quad (5.6)$$

Дифференцируя $\bar{\Phi}$, получим

$$\frac{d\bar{\Phi}}{dV_a} = \frac{1}{V_a} (\bar{\Phi}_0 - \bar{\Phi}), \quad (5.7)$$

где $\bar{\Phi}_0$ - средняя плотность потока активирующего излучения по поверхности области активации. Соотношения (5.4) и (5.5) представим в виде

$$\Psi = -\frac{\lambda}{v_0} \left[\text{oth } \tau_a + \frac{1}{\tau_a} \left(\frac{\bar{\Phi}_0}{\bar{\Phi}} - 1 \right) - 1 \right]; \quad (5.8)$$

$$\Psi_B = -\frac{\lambda_B}{v_0} \left[\text{oth } \tau_a \frac{\lambda_B}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda_B \tau_a} \left(\frac{\bar{\Phi}_0}{\bar{\Phi}} - 1 \right) - 1 \right]. \quad (5.9)$$

Согласно равенствам (3.7) запишем также функцию Φ :

$$\Phi = -\frac{p+1}{p} \frac{dI_{\Phi}}{dV_a}. \quad (5.10)$$

Таким образом, во втором случае с учетом набора функций (5.3) для линейного передвижения или (5.8), (5.9), (5.10) для объемного передвижения уравнение (3.6) переходит в (3.6к).

В третьем случае оптимизируется v или v_0 , то есть $d\delta/dv=0$ ($d\delta/dv_0=0$) в области $\lambda|\xi| < v < \infty$ ($\lambda|v_{\xi}| < v_0 < \infty$). Для линейного движения зададим интервал h анализируемого вещества. Тогда время измерения t зависит от скорости движения. В соответствии с определениями (3.7) имеем

$$\Psi = \frac{\tau_a}{v} (b \text{ oth } \tau_a - c f' - 1) + \frac{1}{v}; \quad (5.11)$$

$$\Psi_B = \frac{\lambda_B \tau_a}{\lambda v} (b \text{ oth } \tau_a \frac{\lambda_B}{\lambda} - c f'_B - 1) + \frac{1}{v}; \quad (5.12)$$

$$\Phi = \frac{I_{\Phi}(p+1)}{v p}. \quad (5.13)$$

где $c = h/L$. Для объемного передвижения в выражениях (5.11), (5.12), (5.13) v заменяется на v_0 и $c = v/v_L$. С учетом полученного набора функций Φ , Φ_B , Φ уравнение (3.6) переходит в (3.6л). Если измерения проводятся в течение заданного времени τ , то из формул (3.7) для линейного движения получим

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \frac{\tau_{II}}{v} (b \operatorname{oth} \tau_a - 1); & \Phi &= 0; \\ \Phi_B &= \frac{\lambda_B \tau_{II}}{\lambda v} (b \operatorname{oth} \tau_a \frac{\lambda_B}{\lambda} - 1). \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

Для объемного передвижения в выражениях (5.14) также v заменяется на v_0 . С учетом набора выражений (5.14) уравнение (3.6) переходит в (3.6м).

Если из формул (3.6и) или (3.6к), соответственно, L , v_L или a , v_a не определяются или получены результаты $\tau < L_0$, $v_L < v_{L0}$, $a > a_0$, $v_a > v_{a0}$, то погрешность δ в области определения этих параметров минимума не имеет. Тогда следует принять $L = L_0$, $v_L = v_{L0}$, $a = a_0$, $v_a = v_{a0}$. Если фон при изменении L или v_L остается постоянным, то для веществ, не содержащих короткоживущие нуклиды ($\lambda_B \gg \lambda$), также следует принять $L = L_0$, $v_L = v_{L0}$.

Полученные выше модификации оптимизационного уравнения (3.6) для активационных измерений при условии движения представлены в таблице 5.1, где обозначения $\{j\}$ и $\{B\}$ совпадают с принятыми в табл. 4.2.

Оценим границы изменения параметра τ_{II} при оптимизации скорости движения, когда измерения проводятся большим зондом, у которого $b \ll 1$ и $b\tau_{II} \ll 1$. Допустим, что в веществе имеются, кроме нуклида-индикатора, короткоживущие ($\lambda_B \gg \lambda$) и долгоживущие ($\lambda_B \ll \lambda$) мешающие нуклиды. Запишем интенсивности излучения помех, обозначив их, соответственно, индексами k и d ,

$$I_{sk} = f_{sk} I_{\cos sk} e^{-\frac{\lambda_{sk}}{\lambda} \tau_{\Pi} (1-b)}; \quad I_{sd} = \frac{2\lambda_{sd}}{\lambda} f_{sd} I_{\cos sd} b \tau_{\Pi}.$$

При условии, когда параметр цикличности τ_{\circ} не изменяется или проводится однократная активация вещества ($f = f'_{s} = 0$) и измерение в режиме

Таблица 5.1

Уравнения оптимизации измерений по критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$
при условии движения

(3.6и)	<p>Линейное передвижение</p> $(j) \frac{\lambda}{v} - (s) \frac{\lambda_{s}}{v} = -\frac{p+1}{p} \frac{dI_{\Phi}}{dI}$ <p>Объемное передвижение</p> $(j) \frac{\lambda}{v_{\circ}} - (s) \frac{\lambda_{s}}{v_{\circ}} = -\frac{p+1}{p} \frac{dI_{\Phi}}{dV_{L}}$
(3.6к)	<p>Линейное передвижение</p> $(j) \frac{\lambda}{v} \text{oth } \tau_{\alpha} - (s) \frac{\lambda_{s}}{v} \text{oth } \tau_{\alpha} \frac{\lambda_{s}}{\lambda} = \frac{p+1}{p} \frac{dI_{\Phi}}{d\alpha}$ <p>Объемное передвижение</p> $(j) \frac{\lambda}{v_{\circ}} \left[\text{oth } \tau_{\alpha} + \frac{1}{\tau_{\alpha}} \left(\frac{\bar{\Phi}_{\circ}}{\bar{\Phi}} - 1 \right) - 1 \right] -$ $-(s) \frac{\lambda_{s}}{v_{\circ}} \left[\text{oth } \tau_{\alpha} \frac{\lambda_{s}}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda_{s} \tau_{\alpha}} \left(\frac{\bar{\Phi}_{\circ}}{\bar{\Phi}} - 1 \right) - 1 \right] = \frac{p+1}{p} \frac{dI_{\Phi}}{dV_{\alpha}}$
(3.6л)	<p>Режим измерений h, v</p> $(j) \left[\tau_{\Pi} (b \text{oth } \tau_{\alpha} - cf - 1) + 1 \right] -$ $-(s) \left[\frac{\lambda_{s} \tau_{\Pi}}{\lambda} (b \text{oth } \tau_{\alpha} \frac{\lambda_{s}}{\lambda} - cf_{s} - 1) + 1 \right] = \frac{I_{\Phi} (p+1)}{p}$
(3.6м)	<p>Режим измерений t</p> $(j) (b \text{oth } \tau_{\alpha} - 1) - (s) \frac{\lambda_{s}}{\lambda} (b \text{oth } \tau_{\alpha} \frac{\lambda_{s}}{\lambda} - 1) = 0$

заданной его длины h или заданного объема V (режим h, V), получим из уравнения (3.6л) после небольших преобразований равенство для расчета τ_{Π} последовательным приближением

$$\tau_{\Pi} = 2 - \frac{C_{\Phi} + 2\tau_{\Pi}(2C_d - C_k(\tau_{\Pi}))}{2C_{\Phi} + 2\tau_{\Pi}(2C_d + e^{-\tau_{\Pi}})}, \quad (5.15)$$

где

$$C_{\Phi} = \frac{I_{\Phi}(p+1)}{\Gamma I_{\infty} b p}; \quad C_d = \sum_{s=d}^{Sd} \frac{\lambda_{sd}}{\lambda \Gamma I_{\infty}} K_{sJ} f_{sd} I_{\infty sd};$$

$$C_k(\tau_{\Pi}) = \sum_{s=k}^{S_k} \frac{\lambda_{sk}(1-b)}{2\lambda \Gamma I_{\infty} b} K_{sJ} f_{sk} I_{\infty sk} e^{-\frac{\lambda_{sk}}{\lambda} \tau_{\Pi}(1-b)}$$

Положив в уравнении (5.15) $C_d = C_k(\tau_{\Pi})$, определим, что τ_{Π} изменяется от $\tau_{\Pi} = 2$ при низком фоне ($C_{\Phi} = 0$) до $\tau_{\Pi} = 1,5$ при высоком фоне. При наличии лишь долгоживущих мешающих нуклидов и пренебрежимо слабом постоянном фоне имеем $C_{\Phi} = C_k(\tau_{\Pi}) = 0$ и

$$\tau_{\Pi} = 2 - \frac{2C_d}{2C_d + e^{-\tau_{\Pi}}},$$

то есть τ_{Π} изменяется от 2 при слабом влиянии излучения нуклидов до 1, когда влияние излучения долгоживущих нуклидов велико. С ростом постоянного фона параметр τ_{Π} стремится к значению 1,5 слева при сильном влиянии долгоживущих помех и справа - при слабом их влиянии. При наличии мешающего излучения лишь короткоживущих нуклидов ($C_{\Phi} = C_d = 0$) получим равенство

$$\tau_{\Pi} = 2 + \frac{C_k(\tau_{\Pi})}{e^{-\tau_{\Pi}}},$$

из которого следует, что при слабом влиянии помех $\tau_{\Pi} = 2$, а при возрастании их влияния $\tau_{\Pi} > 2$. При росте постоянного фона параметр τ_{Π} также стремится к значению 1,5 тем быстрее, чем меньше влияние излу-

чения короткоживущих помех. Таким образом, при совокупном излучении мешающих нуклидов и постоянном фоне оптимальный параметр паузы в режиме измерений h, V может принимать значения не ниже 1.

Часто измерение активационного эффекта проводят в течение заданного интервала времени t (в режиме t). В этом случае из уравнения (3.6м) имеем равенство для расчета параметра τ_{Π} последовательным приближением

$$\tau_{\Pi} = 1 - \frac{\tau_{\Pi}(C_d - C_k(\tau_{\Pi}))}{C_{\Phi} + \tau_{\Pi}(2C_d + e^{-\tau_{\Pi}})} . \quad (5.16)$$

Из выражения (5.16) следует, что при отсутствии излучения мешающих нуклидов, а также в случае равнозначного влияния долгоживущих и короткоживущих нуклидов $C_d = C_k(\tau_{\Pi})$, параметр паузы не зависит от уровня постоянного фона и принимает значение $\tau_{\Pi} = 1$. Если мешающим является излучение только долгоживущих нуклидов, то, положив в формуле (5.16) $C_{\Phi} = C_k(\tau_{\Pi}) = 0$, получим равенство

$$\tau_{\Pi} = 1 - \frac{C_d}{2C_d + e^{-\tau_{\Pi}}} ,$$

в котором видно, что, по мере увеличения влияния долгоживущих нуклидов, параметр τ_{Π} уменьшается от 1 до 0,5. Если мешающее излучение образовано лишь короткоживущими нуклидами, то приняв в формуле (5.16) $C_{\Phi} = C_d = 0$, имеем

$$\tau_{\Pi} = 1 + \frac{C_k(\tau_{\Pi})}{e^{-\tau_{\Pi}}} ,$$

то есть с ростом влияния мешающих нуклидов параметр τ_{Π} становится больше единицы. При увеличении постоянного фона значения τ_{Π} приближается к единице слева, если преобладает излучение долгоживущих нуклидов, или справа, если преобладает излучение короткоживущих нуклидов. Таким образом, в случае измерений в режиме t оптимальный пара-

метр τ_{Π} зависит от постоянного фона при наличии мешающего излучения нуклидов и может принимать значения не ниже 0,5.

Границы изменения параметра τ_{Π} представлены в таблице 5.2.

Таблица 5.2

Границы изменения параметра τ_{Γ} большого зонда при оптимизации скорости движения по критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$

Уровень постоянного фона	$C_d \gg C_k(\tau_{\Pi})$	$C_d > C_k(\tau_{\Pi})$	$C_d = C_k(\tau_{\Pi})$	$C_d < C_k(\tau_{\Pi})$	$C_d \ll C_k(\tau_{\Pi})$
Измерения в режиме h, V					
$I_{\Phi} \frac{p+1}{p} \ll I_{\omega} b$	$\tau_{\Pi} = 1$	$1 < \tau_{\Pi} < 2$	$\tau_{\Pi} = 2$	$\tau_{\Pi} > 2$	$\tau_{\Pi} \gg 2$
$I_{\Phi} \frac{p+1}{p} \approx I_{\omega} b$	$1 < \tau_{\Pi} < 1,5$	$\tau_{\Pi} = 1,5$	$\tau_{\Pi} = 1,5$	$\tau_{\Pi} = 1,5$	$\tau_{\Pi} > 1,5$
Измерения в режиме t					
$I_{\Phi} \frac{p+1}{p} \ll I_{\omega} b$	$\tau_{\Pi} = 0,5$	$0,5 < \tau_{\Pi} < 1$	$\tau_{\Pi} = 1$	$\tau_{\Pi} > 1$	$\tau_{\Pi} \gg 1$
$I_{\Phi} \frac{p+1}{p} \approx I_{\omega} b$	$0,5 < \tau_{\Pi} < 1$	$\tau_{\Pi} = 1$	$\tau_{\Pi} = 1$	$\tau_{\Pi} = 1$	$\tau_{\Pi} > 1$

Несмотря на смещенные значения оптимального τ_{Π} при измерениях в режимах h, V или t, характер изменения τ_{Π} в зависимости от влияния постоянного фона и излучения мешающих нуклидов совпадает. В случае преимущественного мешающего излучения долгоживущих нуклидов рост постоянного фона приводит к увеличению τ_{Π} (снижению скорости движения), а в случае преимущественного мешающего излучения короткоживущих нуклидов с ростом постоянного фона τ_{Π} уменьшается (скорость движения увеличивается). Добавление в вещество долгоживущего мешающего нуклида приводит к уменьшению оптимального τ_{Π} (увеличению

скорости движения), а при добавлении короткоживущего мешающего нуклида оптимальный параметр τ_{II} увеличивается (скорость движения уменьшается).

Оценим чувствительность активационных измерений. Из уравнений (2.3), (2.4), (2.6) получим выражение для расчета $I_{\infty j}$

$$I_{\infty j} = \frac{R^2 v \tau_{II}}{4 f \delta^2 n t \operatorname{sh} \delta \tau_{II}} \left\{ 1 + \sqrt{1 + 4 \delta^2 R^{-2} n t \left[\sum_{B} K_{Bj} I_B + I_{\Phi} (p+1) p^{-1} \right]} \right\}. \quad (5.17)$$

Чувствительность определения активационного эффекта индикатора для заданного критерия оптимизации получается при подстановке в выражение (5.17) оптимального значения τ_{II} . Минимальной чувствительности соответствует $\delta = 0,33$. Из выражения (5.17) при заданном $I_{\infty j}$ можно определить парциальный вклад в канал индикатора интенсивности излучения одного мешающего нуклида $K_{Bj} I_B$. Имея в виду зависимость $I_{\infty j}$ и $I_{\infty B}$ от макроскопического сечения активации, из формул (1.12), (1.19), (1.22) определяется содержание в веществе, соответственно, индикатора или помехи. В случае известного состава вещества из этих же формул определяется средняя плотность потока активированного излучения.

Если анализируемый интервал твердого вещества мал $h < 2d$, то интенсивность его фонового излучения и величины $I_{\infty j}$, $I_{\infty B}$ умножаются на χ , где χ - функция насыщения по h , изменяющаяся от 0 ($h=0$) до 1 ($h > 2d$). При этом время измерения интенсивности излучения определяется соотношением $t = 2d/v$. Вид функции насыщения зависит от геометрических и других экспериментальных условий, поэтому устанавливается в каждом конкретном случае измерения.

5.2. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ

Установим ограничение в оптимизации L или V_L . В случае линейного передвижения из уравнения (3.6e) получим выражение

$$I_{\Sigma} = \sum_{s,j} K_{sj} I_s \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} - 2 \right) - \frac{p+1}{p} \left(2I_{\Phi} + \frac{v}{\lambda} \frac{dI_{\Phi}}{dL} \right),$$

из которого следует, что при условии

$$2I_{\Phi} > \frac{v}{\lambda} \left| \frac{dI_{\Phi}}{dL} \right|$$

в области $L > L_0$ погрешность δ не имеет минимума, если все помехи соответствуют соотношению $\lambda_s/\lambda < 2$. Аналогичное соотношение имеет место и в случае объемного передвижения, когда требуется определить оптимальный объем V_L в области $V_L > V_{L0}$.

В отдельных случаях, с целью устранения влияния фонового излучения, вещество активируют в режиме прерывания, когда источник активирующего излучения через равные интервалы времени выключается и за время отключения регистрируется активационный эффект. Такой режим соответствует дополнительному условию $h=L$ или $V=V_L$. При этом $dI_{\Phi}/dL = dI_{\Phi}/dV_L = 0$. Определим общий вид оптимизационного уравнения, соответствующего критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$, путем дифференцирования $d\delta/dh=0$ ($d\delta/dV=0$). Согласно равенству (3.7) получим для линейного движения

$$\Phi = \frac{\lambda}{v} - \frac{1}{h}; \quad \Phi_s = \frac{\lambda_s}{v} - \frac{1}{h}; \quad \Phi = -I_{\Phi} \frac{p+1}{hp}$$

и для объемного движения

$$\Phi = \frac{\lambda}{v_0} - \frac{1}{V}; \quad \Phi_s = \frac{\lambda_s}{v_0} - \frac{1}{V}; \quad \Phi = -I_{\Phi} \frac{p+1}{Vp}.$$

С учетом полученных значений Φ , Φ_s , Φ представим уравнение (3.6)

в виде

$$I + \sum_{s,j} K_{sj} I_s \left(2 - \frac{\lambda_s}{\lambda} \right) + 2I_{\Phi} \frac{p+1}{p} = \frac{1}{\tau_{II}} \left(I + \sum_{s,j} K_{sj} I_s + I_{\Phi} \frac{p+1}{p} \right). \quad (5.18)$$

Решение уравнения (5.18) соответствует оптимальным параметрам движения, размерам активационной установки и порции вещества, проходящего через активационную установку за время одного цикла облучения.

5.3. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ МОНОНУКЛИДА

Для мононуклида ($I_a=0$) в случае линейного передвижения из формул (3.6и), (3.6к) получим уравнения, по которым можно определить оптимальные L и α

$$I + 2I_{\Phi} \frac{p+1}{p} = - \frac{v(p+1)}{\lambda p} \frac{dI_{\Phi}}{dL}; \quad (5.19)$$

$$\left(I + 2I_{\Phi} \frac{p+1}{p} \right) \operatorname{oth} \tau_a = \frac{v(p+1)}{\lambda p} \frac{dI_{\Phi}}{dv}. \quad (5.20)$$

В случае объемного передвижения в уравнениях (5.19), (5.20) следует заменить L , α , v , соответственно, на v_L , v_a , v_o , а в уравнении (5.20) функция $\operatorname{oth} \tau_a$ заменяется на сумму $\operatorname{oth} \tau_a + \tau_a^{-1} (\bar{\Phi}_o \Phi^{-1} - 1) - 1$.

Если время t_o задано, то $f' = f'_a = 0$ и для мононуклида из формулы (3.6л) получим следующее равенство:

$$\frac{I_{\infty} f_p}{I_{\Phi} (p+1)} = \frac{e^{\tau_{\Pi}}}{2 \operatorname{sh} b \tau_{\Pi}} \left[\frac{1}{1 + \tau_{\Pi} (b \operatorname{oth} b \tau_{\Pi} - 1)} - 2 \right], \quad (5.21)$$

которое представлено в виде номограммы на рис. 5.1. На номограмме видно, что при оптимизации скоростей v или v_o в случае $b < 0,3$ параметр паузы принимает минимальное значение $\tau_{\Pi} = 1,5$, соответствующее существенному влиянию фонового излучения. По мере ослабления фона параметр τ_{Π} увеличивается. Если $I_{\Phi} = 0$, то в уравнении (5.21)

$$1 + \tau_{\Pi} (b \operatorname{oth} b \tau_{\Pi} - 1) = 0,$$

откуда при $b \tau_{\Pi} < 1$ следует $\tau_{\Pi} = 2$, то есть параметр τ_{Π} большого зон-

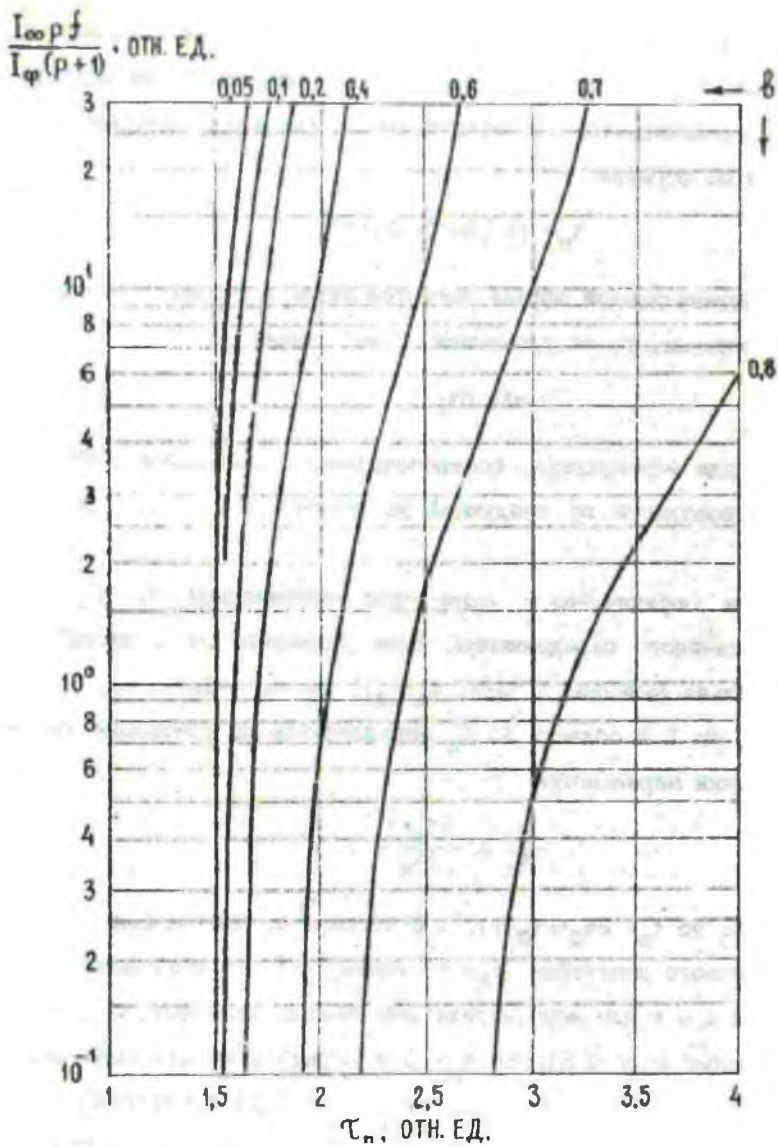


Рис. 5.1. Номограмма для определения параметра τ_n мононуклида при оптимизации скорости движения и измерений в режиме h, v.

да изменяется от 1,5 до 2. В случае уменьшения размера зонда в пределах $0,3 < b < 1$ оптимальный параметр τ_{Π} при ослаблении влияния фона также увеличивается до максимального значения, которое рассчитывается по формуле

$$\tau_{\Pi} = (1 - b)^{-1} + 0,1b^{-2}.$$

Если активационный эффект регистрируется в течение заданного интервала времени, то из уравнения (3.6м) имеем

$$b \operatorname{oth} b\tau_{\Pi} - 1 = 0. \quad (5.22)$$

Расчет τ_{Π} для моноуклида, соответствующий оптимальной скорости движения, проводится по следующей из соотношения (5.22) формуле (1.23)

Отметим ограничения в совместной оптимизации ν , L и a в случае линейного передвижения. Если зависимая от L часть фона пропорциональна функции $L^{-2} \exp(-\tau_{\Pi}/\tau_{\Phi})$, где $\tau_{\Phi} = \lambda L_{\Phi}/\nu$; L_{Φ} - длина релаксации, то L в области $L > L_{\Phi}$ определяется из уравнения (5.19) при выполнении неравенства

$$\frac{1}{\tau_{\Pi}} > \frac{2\tau_{\Phi}-1}{2\tau_{\Phi}}.$$

Если $\tau_{\Phi} > 0,5$, то $\tau_{\Pi} < 2\tau_{\Phi}(2\tau_{\Phi}-1)^{-1}$. В частности, при слабом экранировании фонового излучения ($\tau_{\Phi} \gg 1$) имеем $\tau_{\Pi} < 1$, то есть совместная оптимизация L и ν для моноуклида невозможна. Если фон ослабляется существенно ($\tau_{\Phi} < 0,5$), то $\tau_{\Pi} > 0$ и ограничения для совместной оптимизации нет. Когда зависимая от L часть фона представляет собой одномерно направленное излучение, интенсивность которого пропорциональна функции $\exp(-\tau_{\Pi}/\tau_{\Phi})$, то из уравнения (5.19) следует, что для оптимизации L необходимо выполнение неравенства $\tau_{\Phi} < 0,5$. В случае невыполнения этого неравенства принимают $L = L_{\Phi}$.

Для условий равномерного облучения вещества по всей длине области активации однородным потоком активирующего излучения ($d\phi/d\alpha = 0$) выделим случай, когда зависимость от α одномерно направленная часть фона пропорциональна функции $\text{sh } \tau_\alpha/\tau_\phi$. Тогда из уравнения (5.20) получим неравенство $2\tau_\phi < \text{th } \tau_\alpha \text{ th } \tau_\alpha/\tau_\phi$, при выполнении которого возможно определение оптимального α в области $\alpha < \alpha_0$. Если указанное неравенство не выполняется, то принимают $\alpha = \alpha_0$.

Если излучатель размещен в центре области активации и функция плотности потока активирующего излучения обладает симметрией относительно его положения, то $\xi = v_\xi = 0$ и для экспериментального определения I_∞ и $I_{\text{св}}$ оптимальный радиус области активации или α приблизительно равны 2,0–2,5 длинам релаксации плотности потока в анализируемом веществе.

5.3.1. РЕЖИМ ПРЕРЫВАНИЯ АКТИВАЦИИ

В режиме прерывания активации из равенства (5.18) для мононуклидного вещества ($I_E = 0$) имеем соотношение

$$\tau_{\text{II}} = \frac{I + I_\phi(p+1)p^{-1}}{I + 2I_\phi(p+1)p^{-1}}, \quad (5.23)$$

из которого следует, что при высоком фоне $I_\phi \gg I$ оптимальным является параметр $\tau_{\text{II}} = 0,5$, а при слабом фоне $I \gg I_\phi$, соответственно, $\tau_{\text{II}} = 1$, то есть τ_{II} мононуклида изменяется от 0,5 до 1.

Соотношением (5.23) можно пользоваться для расчета оптимальной скорости движения, когда заданы геометрические размеры активационной установки, а также для определения оптимальных L или V_L , если заданы скорость движения и размер α или V_α . Совместная оптимизация

скорости движения и размера L или V_L невозможна, поскольку при оптимизации скорости движения параметр τ_{II} , как показано в предыдущем разделе, принимает значение больше 1,5, что несовместимо с соотношением (5.23). Для решения вопроса о преимущественном выборе первичных величин, определяющих оптимизацию, рассмотрим изменение погрешности δ в двух предельных случаях.

В первом случае $I > I_{\Phi}$ и $\tau_{II} = 1$. Тогда, принимая $b < 1$, $\eta = R = 1$ и пренебрегая влиянием фона, из формулы (2.3) получим

$$\delta = \sqrt{\frac{\lambda e}{2nbI_{\infty}}}$$

Во втором случае $I < I_{\Phi}$ и $\tau_{II} = 0,5$. Учитывая, что отношение $(p+1)/p$ всегда больше единицы, получим приближенное выражение

$$\delta = \frac{1}{bI_{\infty}} \sqrt{\frac{2eI_{\Phi}\lambda(p+1)}{np}}$$

Из представленных соотношений следует, что δ тем меньше, чем больше n и произведение bI_{∞} . Для источников активации с радиально направленным излучением величина I_{∞} зависит от размеров a или V_a приблизительно обратно пропорционально. Поэтому произведение bI_{∞} от этих параметров не зависит. Оно существенно изменяется лишь при изменении L или V_L . Такое уменьшение, естественно, может проводиться до некоторого предела, определяемого практическими условиями. Выбрав по указанным соображениям в качестве первичной оптимальную величину L или V_L , можно рассчитать отношение b и далее оптимальный параметр τ_{II} . Проведение аналитических расчетов по уравнению (5.23) затруднено, поскольку оно является трансцендентным и параметр τ_{II} в явном виде не выражается. Решение этого уравнения с достаточной для практики точностью возможно графическим путем. Воспользуемся выражением интенсивности наведенного излучения (1.27) и

представим уравнение (5.23) в другом виде:

$$\frac{I_{\Phi}^{(p+1)}}{\partial p I_{\infty}} = \frac{\tau_{\Pi}(1 - \tau_{\Pi})}{\tau_{\Pi} - 0,5} e^{-\tau_{\Pi}}. \quad (5.24)$$

На рис. 5.2 изображен график 1, соответствующий уравнению (5.24). Рассчитав по исходным данным левую часть уравнения (5.24), определяют по графику искомое значение параметра τ_{Π} . Далее, с учетом выбранного значения L или V_L , рассчитывают оптимальную скорость движения анализируемого объекта или активационного зонда.

Подставив оптимальное значение τ_{Π} в формулу

$$p\delta^2 = \frac{\lambda}{\tau_{\Pi} I^2} \left(I + I_{\Phi} \frac{p+1}{p} \right), \quad (5.25)$$

рассчитывают произведение $p\delta^2$, по которому при заданном p можно определить минимальную погрешность δ или при заданной δ — минимальное количество измерений n .

Если одновременно заданы δ и p , то расчет оптимального τ_{Π} возможен путем решения системы уравнений (5.23), (5.25). В результате получим выражение

$$\tau_{\Pi} = \frac{1 + \sqrt{1 + 16Z_{\Phi} + 4Z_{\Phi}}}{1 + \sqrt{1 + 16Z_{\Phi} + 8Z_{\Phi}}}. \quad (5.26)$$

Зависимость τ_{Π} от Z_{Φ} представлена на рис. 5.2 графиком 2. Рассчитав по формуле (5.26) параметр τ_{Π} , можно при заданных L или V_L определить скорость движения, а при заданной скорости — соответствующий размер L или V_L .

Возможен вариант оптимизации, когда при заданном размере a или V_a выбирают в качестве первичной величины практически приемлемую скорость движения, с учетом которой рассчитывают параметр τ_a , а затем определяют оптимальный параметр τ_{Π} . Учитывая, что $\tau_a = \delta\tau_{\Pi}$, пред-

$$\frac{I_{\varphi}(\rho+1)}{I_{\infty} \delta \rho}; \frac{I_{\varphi}(\rho+1)}{I_{\infty} \tau_{\alpha} \rho}; Z_{\varphi}, \text{ ОТН. ЕД.}$$

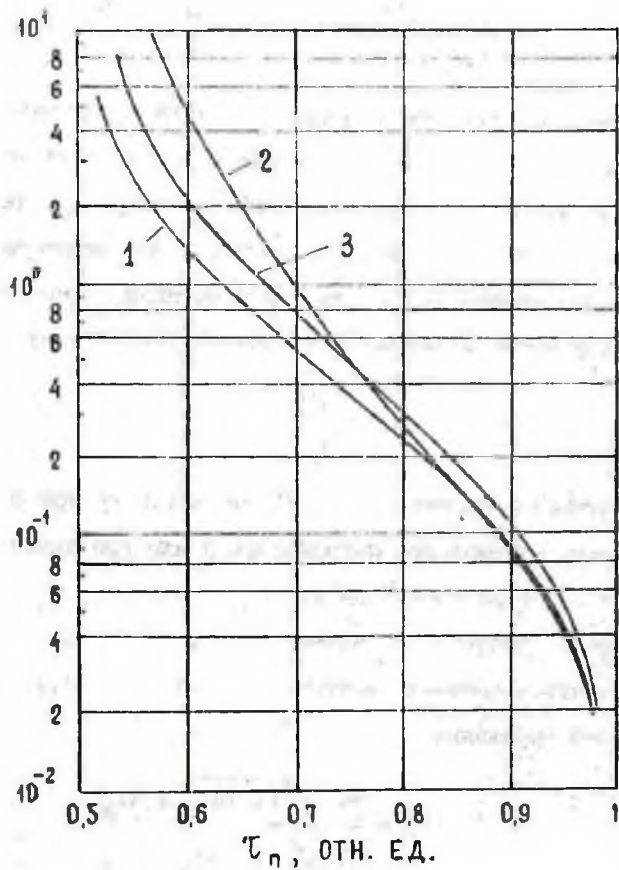


Рис.5.2. Номограмма для определения оптимального параметра τ_n мононуклида при измерении в режиме прерывания активации.

ставим уравнение (5.24) в виде

$$\frac{I_{\Phi}(p+1)}{\tau_{\sigma} p I_{\sigma}} = \frac{1 - \tau_{\Pi}}{\tau_{\Pi} - 0,5} e^{-\tau_{\Pi}}. \quad (5.27)$$

Зависимость левой части равенства (5.27) от τ_{Π} представлена на рис. 5.2 графиком 3. Рассчитав левую часть равенства (5.27), определяют по графику значение параметра τ_{Π} , а затем с учетом заданной скорости движения рассчитывают оптимальный размер L или V_L .

5.3.2. ОПТИМИЗАЦИЯ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ И РАЗМЕРА ЗОНДА

Рассчитаем оптимальные длину зонда и скорость движения в случае активации мононуклидного вещества источником одностороннего излучения, фон которого невозможно устранить или "выключить". Положим, что интенсивность фонового излучения состоит из двух слагаемых: постоянной интенсивности излучения вещества, конструкции детектора, космического фона $I_{\Phi 0}$ и интенсивности излучения активирующего источника, зависящей от длины зонда и определяемой функцией $\text{Вexp}(-L/L_{\Phi})$, где B - коэффициент, т.е.

$$I_{\Phi} = I_{\Phi 0} + B e^{-L/L_{\Phi}}. \quad (5.28)$$

Из уравнения (3.6и) для мононуклида имеем равенство

$$\frac{I_p}{I_{\Phi}(p+1)} = - \frac{v}{\lambda I_{\Phi}} \frac{dI_{\Phi}}{dL} - 2. \quad (5.29)$$

в котором подставим вместо I интенсивность излучения по формуле (1.33), соответствующей большому зонду, а вместо I_{Φ} - выражение (5.28). Имея в виду, что в режиме измерений при заданном времени (в режиме t) для больших зондов выполняется соотношение $v = \lambda L$, получим из (5.29) уравнение для расчета L

$$\frac{2I_{\infty 0}(L_e + L_n)p}{BL_{\Phi}(p+1)} = \frac{2eL}{I_{\Phi}} \left[\left(\frac{L}{2I_{\Phi}} - 1 \right) e^{-L/L_{\Phi}} - \frac{I_{\Phi 0}}{B} \right]. \quad (5.30)$$

Уравнение (5.30) трансцендентное. Его решение возможно графическим путем. Соответствующая номограмма представлена на рис. 5.3, а. По исходным данным рассчитывают левую часть уравнения (5.30) и шифр кривых $I_{\Phi 0}/B$. Затем по номограмме определяют отношение L/L_{Φ} и далее, учитывая известную длину релаксации L_{Φ} , рассчитывают L .

В случае измерений в режиме заданной длины интервала вещества (в режиме h) воспользуемся оптимизационным уравнением (5.21), которое при $f=1$ представим в виде

$$\frac{I_p}{I_{\Phi}(p+1)} = \frac{v}{2v - \lambda L} - 2. \quad (5.31)$$

Приравняв правые части равенств (5.29) и (5.31), определим скорость движения

$$v = \frac{\lambda}{2} \left[L + L_{\Phi} \left(1 + \frac{I_{\Phi 0}}{B} e^{L/L_{\Phi}} \right) \right]. \quad (5.32)$$

Подставим в формулу (5.31) вместо v его выражение (5.32). Учитывая также равенства (1.33) и (5.28), из уравнения (5.31) после небольших преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{2I_{\infty 0}(L_e + L_n)p}{BL_{\Phi}(p+1)} &= \left(\frac{I_{\Phi 0}}{B} e^{L/L_{\Phi}} + \frac{L}{L_{\Phi}} + 1 \right) \left[\frac{1}{4} \left(\frac{I_{\Phi 0}}{B} e^{L/L_{\Phi}} + \frac{L}{L_{\Phi}} - 3 \right) e^{-L/L_{\Phi}} - \frac{I_{\Phi 0}}{B} \right] \times \\ &\times \exp \left[\frac{2L}{L_{\Phi}} \left(\frac{I_{\Phi 0}}{B} e^{L/L_{\Phi}} + \frac{L}{L_{\Phi}} + 1 \right)^{-1} \right]. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Уравнение (5.33) является также трансцендентным. Отношение L/L_{Φ} для больших зондов и измерений в режиме h определяется по номограмме, представленной на рис. 5.3, б.

На номограммах (см. рис. 5.3, а, б) видна закономерность изменения оптимальной длины зонда в зависимости от влияния фона. Уве-

$$\frac{2I_{\infty 0}(L_e + L_n)\rho}{BL_{\phi}(p+1)}, \text{ ОТН. ЕД.}$$

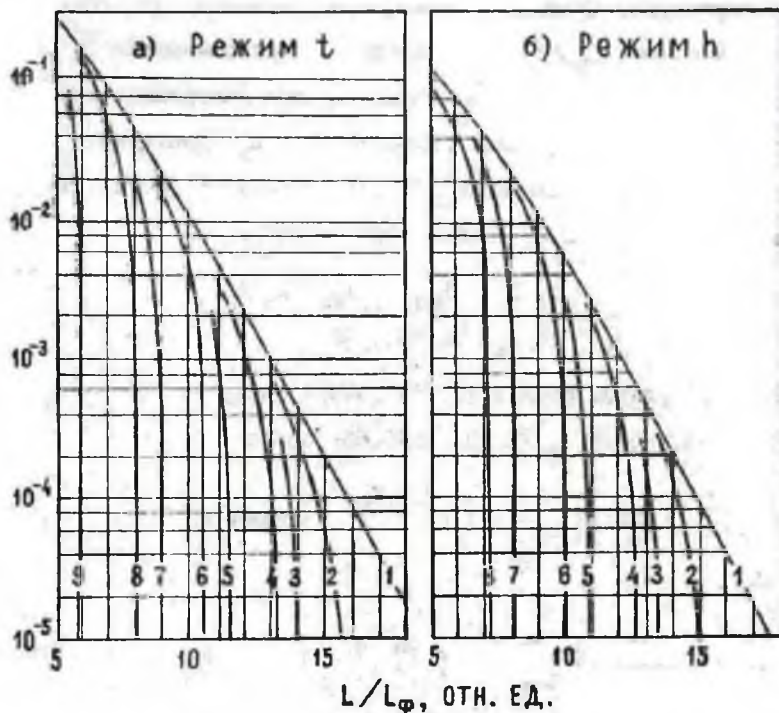


Рис. 5.3. Номограмма для определения оптимальной длины большого ($b \ll 1$) зонда при активации мононуклидного вещества и экспоненциальном ослаблении фонового излучения точечного активирующего источника. Шифр кривых - значение $I_{\phi 0}/B$: 1- 0; 2- 10^{-6} ; 3- 5×10^{-6} ; 4- 10^{-5} ; 5- 5×10^{-5} ; 6- 10^{-4} ; 7- 5×10^{-4} ; 8- 10^{-3} ; 9- 5×10^{-3} .

лишение активности облучающего источника приводит к увеличению длины зонда, а при увеличении фона активируемого вещества длина зонда уменьшается. Сравнивая номограммы, отметим, что при одном и том же значении $I_{\Phi 0}/B$ длина зонда L_t при измерениях в режиме заданного времени больше длины зонда L_h при измерениях в режиме заданного интервала вещества. Разность $L_t - L_h$ достигает максимального значения L_{Φ} , когда $I_{\Phi 0}/B = 0$. Обозначив соответствующие скорости движения v_t и v_h , имеем соотношение

$$\frac{v_h}{v_t} = \frac{1}{2} \left[\frac{L_h}{L_t} + \frac{L_{\Phi}}{L_t} \left(1 + \frac{I_{\Phi 0}}{B} e^{-L_h/L_{\Phi}} \right) \right],$$

из которого с учетом формул (5.30), (5.33) следует, что v_h/v_t изменяется от 0,5, когда $I_{\Phi 0}/B = 0$, до 0,66, когда

$$\frac{I_{\Phi 0}}{B} = \left(\frac{L_t}{2L_{\Phi}} - 1 \right) e^{-L_t/L_{\Phi}} \quad (\text{режим } t) \quad (5.34)$$

или

$$\frac{I_{\Phi 0}}{B} = \left(\frac{L_h}{3L_{\Phi}} - 1 \right) e^{-L_h/L_{\Phi}} \quad (\text{режим } h). \quad (5.35)$$

Соотношениям (5.34), (5.35) соответствуют вертикальные участки кривых, изображенных на рис. 5.3, а, б. Скорость движения v_h тем больше отличается от скорости v_t , чем меньше фоновое излучение анализируемого вещества или больше активность источника облучения. Следует еще отметить, что предельные значения соотношения v_h/v_t не зависят от характера или вида распределения фона в пространстве, а определяются фактом существования пренебрежимо малого или существенно высокого фона. Использовать для оптимизации длины зонда и скорости движения приведенные выше формулы и номограммы можно в тех случаях, когда перенос в пространстве активирующего и регистрируемого излучений представляется в одном направлении вдоль зонда. Такой моде-

ли соответствуют, например, активационные измерения в узком канале, трубопроводе или скважине, по которым передвигается анализируемое вещество или зонд.

5.3.3. ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ОБЪЕМНОГО ДВИЖЕНИЯ

Рассмотрим оптимизационные соотношения для тех случаев, когда объемно-передвигающееся моноклидное вещество активируется излучением одного или расположенных вблизи нескольких источников. Из-за влияния фонового излучения, создаваемого источниками, область регистрации располагают на таком расстоянии от активатора, что $b \ll 1$. Поскольку оптимальный параметр $\tau_{\text{п}}$ для этого случая ограничен $\tau_{\text{п}} \leq 2$, то имеем $\tau_{\alpha} < 1$. При изменении объема области активации поток облучающего и уровень фонового излучений остаются постоянными, а плотность облучающего потока изменяется, то есть $d\bar{\varphi}/dV_{\alpha} \neq 0$. Поэтому из уравнения (3.6к), положив $dI_{\Phi}/dV_{\alpha} = 0$, имеем для объемного передвижения равенство

$$\text{cth } \tau_{\alpha} + \frac{1}{\tau_{\alpha}} \left[\frac{\bar{\Phi}_0}{\bar{\Phi}} - 1 \right] - 1 = 0, \quad (5.36)$$

из которого с учетом приближения $\text{cth } \tau_{\alpha} \approx 1/\tau_{\alpha}$ получим соотношение для расчета оптимального τ_{α}

$$\tau_{\alpha} = \frac{\bar{\Phi}_0}{\bar{\Phi}}. \quad (5.37)$$

Оценим оптимальные параметры сферического активатора с радиусом r_0 , в центре которого расположен точечный источник излучения, в двух случаях. В первом случае плотность потока активирующего излучения в диффузионном приближении определяется функцией

$$\varphi = B e^{-r/L_e}, \quad (5.38)$$

где B - коэффициент; r - расстояние до источника. В результате усреднения φ по объему активатора получим

$$\bar{\varphi} = 6B \left[\frac{L_e^3}{r_o^3} - e^{-r_o/L_e} \left\{ \frac{L_e}{2r_o} + \frac{L_e^2}{r_o^2} + \frac{L_e^3}{r_o^3} \right\} \right]. \quad (5.39)$$

С учетом выражения (5.39) преобразуем формулу (5.37) к виду

$$2e^{-r_o/L_e} - \left(\frac{r_o}{L_e} + 1 \right)^2 - 1 = \frac{1}{2\pi\tau_{e0}}, \quad (5.40)$$

где $\tau_{e0} = L_e^3 \lambda/v_o$. Параметр L_{e0} связан с τ_a соотношением

$$\tau_a = \tau_{e0} \frac{2\pi}{3} \frac{r_o^3}{L_e^3}. \quad (5.41)$$

Во втором случае плотность потока активирующего излучения в лучевом приближении определяется функцией

$$\varphi = \frac{B}{r^2} e^{-r/L_e}. \quad (5.42)$$

Усредняя φ по объему активатора, получим

$$\bar{\varphi} = \frac{3B L_e}{r_o^3} \left\{ 1 - e^{-r_o/L_e} \right\}. \quad (5.43)$$

После подстановки выражения (5.43) в формулу (5.37) представим ее в виде

$$\frac{r_o^2}{L_e^2} \left\{ e^{r_o/L_e} - 1 \right\} = \frac{1}{2\pi\tau_{e0}}. \quad (5.44)$$

Зависимость отношения r_o/L_e с оптимальными параметрами τ_a , τ_{e0} в графическом виде представлена на рис.5.4. Если скорость v_o задана, то рассчитав τ_{e0} , по формулам (5.40), (5.44) или графически определяют соответствующий радиус активатора и параметр τ_a . Если в активационной установке задан объем $V_{пр}$, измерена интенсивность I_{Φ} и известна зависимость $I_{\omega j}$ от $\bar{\varphi}$ (см. формулу (1.22)), то возможно определение оптимальных v_o , b , τ_a последовательным при-

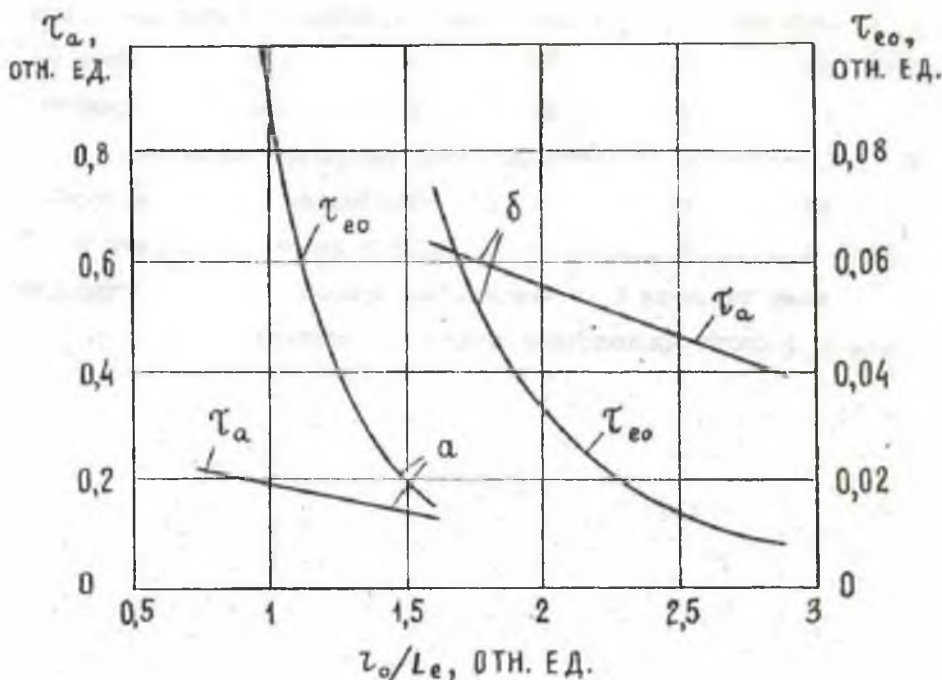


Рис. 5.4. Номограмма для определения оптимальных параметра τ_a и радиуса сферического активатора. Распределение плотности потока активирующего излучения:

$$a - Br^{-2}\exp(-r/L_e), \quad б - B\exp(-r/L_e).$$

ближением в следующем порядке. В l -приближении задают скорость v_{oi} , рассчитывают параметр τ_{eoi} . По формулам (5.40), (5.44) или графикам определяют r_{oi}/L_e , затем рассчитывают V_{ai} и с учетом суммы $V_{Li} = V_{ai} + V_{лр}$ определяют b_l . По формулам (5.39), (5.43) находят $\bar{\varphi}_l$ и далее определяют I_{ω_i} . Полученного набора параметров достаточно для определения τ_{Π_i} по формулам (1.23), (5.21), (5.23) или номограмме (см. рис. 5.1). Определив τ_{Π_i} , рассчитывают ско-

рость движения $v_{\alpha(i+1)}$ в следующем приближении. Обычно для сходимости достаточно двух-трех итераций. Оцененные таким образом параметры соответствуют критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$ Оптимальный параметр τ_{α} для диффузионного приближения ориентировочно составляет 0,5, а для лучевого приближения - 0,2. Полученные результаты соответствуют известному факту, что L_e диффузионного приближения в 2-3 раза меньше значения L_e в лучевом приближении. Поэтому оптимальный объем V_{α} в обоих приближениях отличается незначительно.

В процессе активации вещества из ядер одного и того же химического элемента по разным ядерным реакциям могут образовываться, кроме основного индикатора, также другие нуклиды, излучение которых дополняет активационный эффект индикатора. Такие нуклиды являются дополнительными индикаторами, поскольку происходят от одноименных с ним матричных ядер. Суммирование активационного эффекта основного и дополнительных индикаторов позволяет уменьшить погрешность и увеличить чувствительность активационных измерений. Положим, что излучение дополнительных ν -индикаторов регистрируется в спектральном канале j -индикатора. Насыщенные по времени активации интенсивности излучения дополнительных индикаторов $I_{\infty \nu}$ линейно зависят от $I_{\infty j}$. Относительная статистическая погрешность определения суммы интенсивностей излучения j - и ν -индикаторов выражается также формулой (2.3), где

$$\sigma_1 = \frac{\eta_\nu}{I_j} \sqrt{\frac{1}{nt} \left(\frac{1}{\eta} + I_\Phi \frac{p+1}{p} \right)} ; \quad (6.1)$$

$$\eta = I_j \left(I_j + \sum_{\nu} I_\nu + \sum_{\nu} K_{\nu j} I_{\infty \nu} \right)^{-1} ; \quad (6.2)$$

$$\eta_\nu = I_j \left(I_j + \sum_{\nu} I_\nu \right)^{-1} ; \quad (6.3)$$

для стационарных измерений

$$I_\nu = I_\nu K_{\nu j} I_{\infty j} \lambda (\lambda_\nu t)^{-1} \left(1 - e^{-\lambda_\nu t} \right) \left(1 - e^{-\lambda t} \right)^{-1} e^{-\lambda_\nu t} ; \quad (6.4)$$

для условия движения

$$I_{\nu} = 2r_{\nu} K_{\nu j} I_{\omega j} e^{-\tau_{\nu} \lambda_{\nu} / \lambda} \operatorname{sh} \tau_{\nu} \lambda_{\nu} / \lambda ; \quad (6.6)$$

λ_{ν} - постоянная распада ν -индикатора; $K_{\nu j}$ - отношение насыщенной по времени активации интенсивности излучения в j -канале ν -индикатора $I_{\omega \nu}$ к $I_{\omega j}$. Символ \sum_{ν} обозначает суммирование по ν -индикаторам. Коэффициент R рассчитывается по формуле (2.12) при условии замены I_j на сумму $I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}$.

Минимизирующее δ уравнение (3.5) с учетом дополнительных индикаторов примет вид

$$\frac{dD_j}{D_j dy} - 2 \frac{d(I_j + \sum_{\nu} I_{\nu})}{(I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}) dy} = 0, \quad (6.6)$$

где $D = \frac{1}{n\tau} (I_j + \sum_{\nu} I_{\nu} + \sum_{\nu} K_{\nu j} I_{\omega \nu} + I_{\Phi} \frac{p+1}{p})$.

Уравнение (3.6) сводится к формуле (6.6) при условии замены I_j на сумму $I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}$. Поэтому функции Φ_{ν} , Φ определяются также выражениями (3.7), а Φ принимает вид

$$\Phi = - \frac{d(I_j + \sum_{\nu} I_{\nu})}{(I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}) dy} - \frac{dt}{t dy}. \quad (6.7)$$

Имея в виду такую же замену I_j в модификациях уравнения (3.6), приведем формулы для расчета Φ . В уравнении (3.6а)

$$\Phi = \frac{1}{I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}} \left[I_j \left(r'_j - \frac{1}{e^{\tau_j} - 1} \right) + \sum_{\nu} I_{\nu} \frac{\lambda_{\nu}}{\lambda} \left(r'_{\nu} - \frac{1}{e^{\tau_{\nu} \lambda_{\nu} / \lambda} - 1} \right) \right],$$

где r'_j - соотношение, определяемое выражением (4.8) при замене τ_0 на $\tau_0 \lambda_{\nu} / \lambda$.

В уравнении (3.6а)

$$\Phi = \frac{1}{I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}} \left[I_j \left(r' - \frac{1}{e^{\tau_a} - 1} \right) + \sum_{\nu} I_{\nu} \frac{\lambda_{\nu}}{\lambda} \left(r'_{\nu} - \frac{1}{e^{\tau_a \lambda_{\nu} / \lambda} - 1} \right) \right].$$

В уравнении (3.6в)

$$\Phi = \frac{I_j (r' + 1) + \sum_{\nu} I_{\nu} (r'_{\nu} + 1) \lambda_{\nu} / \lambda}{I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}}.$$

В уравнении (3.6г)

$$\Phi = \frac{1}{I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}} \left[\frac{I_j}{1 - e^{-\tau_a}} + \sum_{\nu} \frac{\lambda_{\nu} I_{\nu}}{\lambda (1 - e^{-\tau_a \lambda_{\nu} / \lambda})} \right].$$

В уравнении (3.6д)

$$\Phi = \frac{1}{I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}} \left[\frac{I_j (1 - (-1 - \alpha)^{-1} e^{-\tau})}{1 - e^{-\tau}} + \sum_{\nu} I_{\nu} \frac{\lambda_{\nu} (1 - (-1 - \alpha)^{-1} e^{-\tau \lambda_{\nu} / \lambda})}{\lambda (1 - e^{-\tau \lambda_{\nu} / \lambda})} \right].$$

В уравнении (3.6е)

$$\Phi = \frac{1}{I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}} \left[I_j \left(2r' + \frac{1 - 2e^{-\tau_a}}{1 - e^{-\tau_a}} \right) + \sum_{\nu} I_{\nu} \frac{\lambda_{\nu}}{\lambda} \left(2r'_{\nu} + \frac{1 - 2e^{-\tau_a \lambda_{\nu} / \lambda}}{1 - e^{-\tau_a \lambda_{\nu} / \lambda}} \right) \right].$$

В уравнении (3.6ж)

$$\Phi = \frac{1}{I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}} \left[\frac{I_j}{1 - e^{-\tau}} + \sum_{\nu} I_{\nu} \frac{\lambda_{\nu}}{\lambda} \frac{1}{1 - e^{-\tau \lambda_{\nu} / \lambda}} \right].$$

В уравнении (3.6и) для линейного движения

$$\Phi = \frac{1}{I_j + \sum_{\nu} I_{\nu}} \left(I_j \frac{\lambda}{v} + \sum_{\nu} I_{\nu} \frac{\lambda_{\nu}}{v} \right);$$

для объемного движения:

$$\Psi = -\frac{1}{I_J + \sum I_\nu} \left(I_J \frac{\lambda}{v_0} + \sum I_\nu \frac{\lambda_\nu}{v_0} \right).$$

В уравнении (3.6к) для линейного движения

$$\Psi = -\frac{1}{I_J + \sum I_\nu} \left[I_J \frac{\lambda}{v} \operatorname{oth} \tau_a + \sum I_\nu \frac{\lambda_\nu}{v} \operatorname{oth} \tau_a \frac{\lambda_\nu}{\lambda} \right];$$

для объемного движения

$$\begin{aligned} \Psi = & -\frac{1}{I_J + \sum I_\nu} \left\{ I_J \frac{\lambda}{v_0} \left[\operatorname{oth} \tau_a + \frac{1}{\tau_a} \left(\frac{\bar{\Phi}_0}{\bar{\Phi}} - 1 \right) - 1 \right] + \right. \\ & \left. + \sum I_\nu \frac{\lambda_\nu}{v_0} \left[\operatorname{oth} \tau_a \frac{\lambda_\nu}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda_\nu \tau_a} \left(\frac{\bar{\Phi}_0}{\bar{\Phi}} - 1 \right) - 1 \right] \right\}. \end{aligned}$$

В уравнении (3.6л) для линейного движения

$$\begin{aligned} \Psi = & -\frac{1}{I_J + \sum I_\nu} \left\{ \frac{I_J}{v} \left[\tau_\Pi \left(b \operatorname{oth} \tau_a - \operatorname{or}' - 1 \right) + 1 \right] + \right. \\ & \left. + \sum \frac{I_\nu}{v} \left[\frac{\lambda_\nu \tau_\Pi}{\lambda} \left(b \operatorname{oth} \tau_a \frac{\lambda_\nu}{\lambda} - \operatorname{or}'_\nu - 1 \right) + 1 \right] \right\}, \end{aligned}$$

а для объемного движения в последнем выражении v заменяется на v_0 .

В уравнении (3.6м) для линейного движения

$$\begin{aligned} \Psi = & -\frac{1}{I_J + \sum I_\nu} \left\{ \frac{I_J}{v} \tau_\Pi \left(b \operatorname{oth} \tau_a - 1 \right) + \right. \\ & \left. + \sum \frac{I_\nu \lambda_\nu \tau_\Pi}{v \lambda} \left(b \operatorname{oth} \tau_a \frac{\lambda_\nu}{\lambda} - 1 \right) \right\}, \end{aligned}$$

а для объемного движения в последнем выражении v также заменяется на v_0 .

Отметим, что параметры Z и Z_{Φ} в стационарных измерениях с учетом дополнительных индикаторов представляются в виде

$$Z = I_{\omega j} \delta^2 \eta_j \mu \lambda^{-1} (R\eta_j)^{-2} e^{-\tau\Pi}; \quad (6.8)$$

$$Z_{\Phi} = I_{\Phi} \delta^2 \eta_j^2 \eta^2 n (R\eta_j)^{-2} (p+1) (2p\lambda)^{-1}. \quad (6.9)$$

Мононуклидные индикаторы часто используют для технологического контроля движущихся веществ, когда требуется определить смещение центра распределения плотности потока активирующего излучения $\bar{\xi}$ или V_{ξ} , а также скорость движения v или v_0 . Получить информацию о состоянии технологического процесса возможно с применением нуклидных индикаторов в таких конфигурациях движения, для которых выполняются соотношения $\tau_a < 1,5$ и $|\bar{\xi}| < v/\lambda$ или $|V_{\xi}| < v_0/\lambda$. Предположим, что известны I_{∞} , v и на расстоянии x от центра области активации измерена интенсивность излучения I .

Из формул (1.18), (1.24) для линейного передвижения получим

$$\bar{\xi} = x - \frac{v}{\lambda} \ln \frac{2I_{\infty}f}{I} \operatorname{sh} \tau_a. \quad (7.1)$$

Для объемного передвижения при измерении I в точке, отдаленной от центра области активации на объем вещества V_x , соответственно имеем

$$V_{\xi} = V_x - \frac{v_0}{\lambda} \ln \frac{2I_{\infty}f}{I} \operatorname{sh} \tau_a. \quad (7.2)$$

Если I_{∞} неизвестна, то $\bar{\xi}$ и V_{ξ} определяются по результатам двух измерений I при разных скоростях движения вещества. Предположим, что при скорости v_1 (v_{o1}) в течение n_1 цикла с момента начала активации измерена I_1 . Затем при скорости v_2 (v_{o2}) в течение n_2 цикла с момента изменения скорости измерена I_2 . Представим I_2 выражением

$$I_z = 2I_\infty \left[f_{n1} e^{-\tau_{n1}} - n_2 \tau_{o2} \operatorname{sh} \tau_{a1} + f_{n2} e^{-\tau_{n2}} \operatorname{sh} \tau_{a2} \right], \quad (7.3)$$

где $\tau_{n1}, \tau_{n2}, \tau_{a1}, \tau_{a2}$ - параметры паузы и активации при первой и второй скорости; $\tau_{o2} = \lambda t_{o2}$; t_{o2} - время одного цикла при второй скорости; f_{n1}, f_{n2} - функция накопления остаточной радиоактивности на интервал измерения в n_1 и n_2 цикле, соответственно. Учитывая выражение (7.3), получим следующие результаты:

$$\bar{\xi} = x + \frac{v_i v_e}{\lambda(v_i - v_e)} \frac{f_{n1} \operatorname{sh} \tau_{a1}}{f_{n2} \operatorname{sh} \tau_{a2}} \ln \left[\frac{I_z}{I_1} - e^{-n_2 \tau_{o2}} \right]; \quad (7.4)$$

$$V_\xi = v_x + \frac{v_{o1} v_{o2}}{\lambda(v_{o1} - v_{o2})} \frac{f_{n1} \operatorname{sh} \tau_{a1}}{f_{n2} \operatorname{sh} \tau_{a2}} \ln \left[\frac{I_z}{I_1} - e^{-n_2 \tau_{o2}} \right]. \quad (7.5)$$

Скорость движения вещества при известных величинах $\bar{\xi}, V_\xi, b, I_\infty$ также может быть определена из уравнений (1.18), (1.29), если измерена интенсивность наведенного излучения I . Расчеты проводят численно последовательным приближением. Задав v или v_o , определяют I/fI_∞ . Затем на графике (см. рис. 1.3) находят τ_n , соответствующий параметру b . Для протяженной области активации, когда $\tau_a > 1$, возможен расчет по формулам

$$v = \frac{\lambda(a - L)}{\ln I - \ln fI_\infty} \quad (7.6)$$

или

$$v_o = \frac{\lambda(v_a - v_L)}{\ln I - \ln fI_\infty}. \quad (7.8)$$

Если условия измерения таковы, что $f=1$, то итерации не потребуются. В случае, когда $I_\infty, \bar{\xi}$ и V_ξ неизвестны, I измеряют в двух точках x_1, x_2 или при двух промежуточных объемах V_{x1}, V_{x2} . Расчет проводят по формулам

$$v = \frac{\lambda(x_2 - x_1)}{\ln I_1 - \ln I_2}; \quad (7.9)$$

$$v_0 = \frac{\lambda(v_{x2} - v_{x1})}{\ln I_1 - \ln I_2}, \quad (7.10)$$

где I_1, I_2 - интенсивность наведенного излучения в точках x_1 и x_2 или при объемах V_{x1} и V_{x2} , соответственно.

Оптимизационные аналитические соотношения, приведенные в предыдущих главах, отражают многофакторную взаимосвязь оптимальных активационных параметров. В полной мере эта взаимосвязь может быть учтена при рассмотрении необходимого набора аналитических соотношений, образующих систему уравнений. С учетом возможных наборов заданных и определяемых активационных параметров составлены наиболее часто встречающиеся в практике их комбинации, названные вариантами оптимизации. Для каждого варианта из ряда оптимизационных соотношений выбрана группа уравнений, соответствующая заданным условиям активационного измерения и критерию оптимизации. Поскольку варианты разнообразны то, естественно, для их реализации предложена разветвленная методика решения системы аналитических уравнений, входящих в группу того или иного варианта. Упомянутые выше варианты приведены в таблице 8.1 для стационарных измерений и в таблице 8.2. для измерений при условии движения.

В таблицах обозначено: З - параметр задан, О - параметр определяется. Знак [З] указывает, что параметр может быть задан в частном случае. Знак З в графе $K_{Ej}I_{\infty E}$ соответствует условию, что насыщенные интенсивности излучения всех нуклидов-помех в соответствующих им спектральных каналах, а также спектральные коэффициенты заданы. Знак О в графе $K_{Ej}I_{\infty E}$ указывает, что определяется частичный вклад в канал индикатора $k=j$ насыщенной интенсивности излучения лишь одного какого-либо мешающего нуклида. При этом насыщен-

ные интенсивности излучения других мешающих нуклидов, а также их спектральные коэффициенты заданы. Знак 3 в графе I_{Φ} указывает, что задано значение I_{Φ} , либо зависимость I_{Φ} от линейных L , α или объемных V_L , V_a размеров активационной установки.

В правой части таблиц указана последовательность определения активационных параметров. Перед параметрами в скобках даны ссылки на формулы, по которым они определяются. Если в частном случае параметр задан, то формула, соответствующая его определению, пропускается. Часть определений для наиболее сложных по нуклидному составу веществ и многократных активационных циклов проводится последовательным приближением. Символом i обозначен порядковый номер приближения. Многоточие после параметров с символом $i+1$ обозначает, что итерации должны продолжаться в следующем приближении до их сходимости. Если анализируемое вещество облучается один раз или многократно через заданный интервал времени t_0 , то следует в оптимизационных уравнениях положить $f' - f'_{i+1} = 0$. Тогда в приведенных вариантах итерации по f и f_{i+1} не потребуются. Следует отметить, что в ряде вариантов для уточнения искомых параметров проводятся итерации по коэффициенту K_1 , хотя его значения, как показано в главе 3, изменяются весьма слабо.

В случае паузных измерений коэффициент K_{vj} заменяется на K_{qj} . Формулы (2.12), (2.14) заменяются выражениями (2.23), (2.22), соответственно. В модификациях уравнения (3.6) (см. табл. 4.2; 5.1) индекс v заменяется на q и принимаются обозначения

$$(j) = I_j + 2 \sum_{q=1}^q I_q + 2I_{\Phi} \frac{D+1}{P} \quad (B) = \sum_{q=1}^q I_q.$$

Если проводятся комбинированные измерения, то K_{vj} заменяется на произведение $K_{vj}K_{qj}$, а формулы (2.12), (2.14) - на соответствующие выражения (2.27), (2.26). В модификациях уравнения (3.6) индекс v

заменяется на φ и принимаются обозначения

$$[j] = I_j + 2 \sum_{s=1}^{j-1} K_{sj} \sum_{q=1}^s I_{sq} + 2I_{\varphi} \frac{p+1}{p}; \quad [8] = \sum_{s=1}^{j-1} K_{sj} \sum_{q=1}^s I_{sq}.$$

При учете дополнительных индикаторов заменяются: I_j на сумму $I_j + \sum_{\nu=1}^k I_{\nu}$ и φ - на выражения, указанные в разделе 6.

8.1. ОПТИМИЗАЦИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В графе "Критерии" таблицы 8.1 римскими цифрами обозначены критерии оптимизации: I- $\delta \rightarrow \text{мн. лм.}$, II- $t_a + t_{по} = t_n + t$, III- $t_a = \beta t$, IV- $t_c \rightarrow \text{миним.}$ Для нулевого (начального) приближения рекомендуются значения параметров: $\tau_n = \tau_{по}$, $f = f_s = 1$, $R = 1$, $\eta = \eta_{\nu} = 1$, $\tau_{\varphi} = 0$, а также любое значение Z_{φ} , например, $Z_{\varphi} = 0$. Параметры p , n , τ , τ_{φ} взаимосвязаны соотношением (2.7), поэтому их набор не может быть задан произвольно. Обозначения δ и 0 в графах τ и τ_{φ} , а также в графах δ и n можно взаимно переставлять местами, соответственно переставив при этом обозначения в графе "Последовательность определения параметров".

Приведенные в таблице 8.1 варианты оптимизации направлены на определение минимальных δ , I_{ω_j} , параметра τ_c и его составляющих τ_a , τ_n , τ , τ_{φ} , а также максимальных I_{ω_s} или K_{sj} . Выделим следующие четыре группы вариантов. В вариантах 1-10 определяется минимальная погрешность δ . В вариантах 11-20 определяется минимальная интенсивность излучения I_{ω_j} , по которой устанавливается чувствительность определения индикатора. В вариантах 21-30 определяется максимальная величина $K_{sj} I_{\omega_s}$ в-помехи в канале индикатора при заданной погрешности δ . В вариантах 31-38 определяются параметры времени при заданных δ , I_{ω_j} , $K_{sj} I_{\omega_s}$. Параметры времени во всех вари-

Таблица 8.1

Варианты оптимизации стационарных активационных измерений

Номер варианта	I_{ω_j}	$K_{S_j} I_{\omega S}$	I_{Φ}	δ	ρ	η	R	Π	τ_a	τ_{Π}	τ	τ_{Φ}	τ_c	Критерии	Последовательность определения параметров
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1	3	3	3		3	0	0	3	0	0 [3]	0	0	0	I	$\tau_{\Pi i}; f_i; f_{S_i}; (3.6a) (3.6\sigma) \tau_{a_i}, \tau_i; (3.6b) \tau_{\Pi(i+1)};$ $(1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.12) R; (2.14) \eta; (2.3)$ $\delta; (4.14) \tau_c$
2	3	3	3	0	3	0	0	3	3	0 [3]	0	0	0	I	$\tau_{\Pi i}; f_i; f_{S_i}; (3.6a) \tau_i; (2.12) R_i; (2.14) \eta_i; (2.3) \delta_i;$ $(3.6b) \tau_{\Pi(i+1)}; (1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7) \tau_{\Phi};$ $(4.14) \tau_c$
3	3	3	3	0	3	0	0	3	3	0 [3]	0	0	3	I	$(1.37) f, f_S; (4.14) (3.6d) \tau_{\Pi}, \tau;$ $(2.7) \tau_{\Phi}; (2.12) R; (2.14) \eta; (2.3) \delta$
4	3	3	3	0	3	0	0	3	0	0 [3]	3	0	3	I	$(2.7) \tau_{\Phi}; (1.37) f, f_S; (4.14) (3.6r) \tau_{\Pi}, \tau_a;$ $(2.12) R; (2.14) \eta; (2.3) \delta$
5	3	3	3	0	3	0	0	3	3	0 [3]	3	0	0	I	$(2.7) \tau_{\Phi}; f_i; f_{S_i}; (3.6b) \tau_{\Pi i}; (1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots$ $(2.12) R; (2.14) \eta; (2.3) \delta; (4.14) \tau_c$
6	3	3	3	0	3	0	0	3	0	3	0	0	3	IV	$(1.37) f, f_S; Z_{\Phi i}; (4.14) (4.17) (4.18) \tau_{a_i}, \tau_i, Z_i;$

Продолжение табл. 8.1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
															$(2.14) \eta_i; (2.12) R_i; (4.1) \delta_i; (4.2) Z_{\Phi(i+1)} \dots$ $(2.7) \tau_{\Phi}$
7	3	3	3	0	3	0	0	3	3	0 [3]	0	0	0	I, II	$(1.37) f, f_S; (4.5) (3.6ж) \tau_{\Pi}, \tau; (2.12) R;$ $(2.14) \eta; (2.3) \delta; (2.7) \tau_{\Phi}; (4.14) \tau_c$
8	3	3	3	0	3	0	0	3	0	0 [3]	3	0	0	I, II	$f_i; f_{S_i}; (4.5) (3.6e) \tau_{\Pi i}, \tau_i; (1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots$ $(2.12) R; (2.14) \eta; (2.3) \delta; (2.7) \tau_{\Phi}; (4.14) \tau_c$
9	3	3	3	0	3	0	0	3	0	0 [3]	0	0	3	I, II	$(1.37) f, f_S; \tau_{\Phi i}; (4.5) (4.14) \tau_{a_i}; (4.5) (3.6ж) \tau_{\Pi i},$ $\tau_i; (2.12) R_i; (2.7) \tau_{\Phi(i+1)} \dots (2.14) \eta; (2.3) \delta$
10	3	3	3	0	3	0	0	3	0	0 [3]	0	0	0	I, III	$Z_{\Phi i}; f_i; f_{S_i}; (4.7) \tau_i; (4.6) \tau_{a_i}; (3.6b) \tau_{\Pi i}; (2.12)$ $R_i; (2.14) \eta_i; (2.3) \delta_i; (4.2) Z_{\Phi(i+1)}; (1.37) f_{i+1},$ $f_{S(i+1)} \dots (2.7) \tau_{\Phi}; (4.14) \tau_c$
11	0	3	3	3	3	0	0	3	0	0 [3]	0	0	0	I	$\tau_{\Pi i}; f_i; f_{S_i}; (3.6a) (3.6\sigma) (2.3) \tau_{a_i}, \tau_i, I_{\omega j i};$ $(3.6b) \tau_{\Pi(i+1)}; (1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (4.14) \tau_c$
12	0	3	3	3	3	0	0	3	3	0 [3]	0	0	0	I	$\tau_{\Pi i}; f_i; f_{S_i}; (3.6a) (2.3) \tau_i, I_{\omega j i}; (3.6b) \tau_{\Pi(i+1)};$ $(1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7) \tau_{\Phi}; (4.14) \tau_c$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
13	0	3	3	3	0	0	3	3	0	(3)	0	0	3	I	(1.37) $f_s; f_{\Pi}; (4.14)\tau; (2.3)(2.14)$ (2.12) $I_{\omega j}; \eta; R; (3.6д)\tau_{\Pi(i+1)} \dots (2.7)\tau_{\Phi}$
14	0	3	3	3	0	0	3	0	(3)	0	3	0	3	I	(1.37) $f_s; f_{\Pi}; (4.14)\tau; (2.3)(2.14)$ (2.12) $I_{\omega j}; \eta; R; (3.6г)\tau_{\Pi(i+1)} \dots (2.7)\tau_{\Phi}$
15	0	3	3	3	0	0	3	0	(3)	3	0	0	0	I	(2.7) $\tau_{\Phi}; \tau_{\Pi}; f_s; f_{\Pi}; (2.3)(2.14)(2.12)I_{\omega j}; \eta; R;$ $R; (3.6в)\tau_{\Pi(i+1)}; (1.37)f_{s(i+1)}; f_{\Pi(i+1)} \dots (4.14)\tau_c$
16	0	3	3	3	0	0	3	0	3	0	0	3	IV	(1.37) $f_s; f_{\Phi}; (4.14)(4.17)(4.18)\tau_{\alpha}; \tau; \delta; (2.14)(2.12)(4.1)I_{\omega j}; \eta; R; (4.2)Z_{\Phi(i+1)} \dots$ $\dots (2.7)\tau_{\Phi}$	
17	0	3	3	3	0	0	3	0	(3)	0	0	0	0	I, II	(1.37) $f_s; f_{\Pi}; (4.5)\tau; (3.6ж)I_{\omega j}; (2.14)\eta; (2.12)R; (2.3)\delta; (2.11)\tau_{\Pi(i+1)} \dots (2.7)\tau_{\Phi};$ (4.14) τ_c
18	0	3	3	3	0	0	3	0	(3)	3	0	0	0	I, II	$\tau_{\Pi}; f_s; f_{\Pi}; (4.5)\tau_{\alpha}; (3.6е)I_{\omega j}; (2.14)\eta; (2.12)R; (2.3)\delta; (2.11)\tau_{\Pi(i+1)}; (1.37)f_{s(i+1)}$ $f_{s(i+1)} \dots (2.7)\tau_{\Phi}; (4.14)\tau_c$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
19	0	3	3	3	0	0	3	0	(3)	0	0	3	3	I, II	(1.37) $f_s; f_{\Pi}; \tau_{\Phi}; (4.5)(4.14)\tau_{\alpha}; \tau; (3.6ж)I_{\omega j}; (2.12)R; (2.14)\eta; (2.3)\delta; (2.11)\tau_{\Pi(i+1)}; (2.7)\tau_{\Phi(i+1)} \dots$ $Z_{\Phi}; f_s; f_{\Pi}; (4.7)\tau; (4.6)\tau_{\alpha}; (3.6в)(2.3)(2.14)(2.12)I_{\omega j}; \eta; R; \tau_{\Pi}; (4.2)Z_{\Phi(i+1)}; (1.37)f_{s(i+1)}; f_{s(i+1)} \dots$ (2.7) $\tau_{\Phi}; (4.14)\tau_c$
20	0	3	3	3	0	0	3	0	(3)	0	0	0	0	I, III	$\tau_{\Pi}; f_s; f_{\Pi}; (3.6а)(3.6б)(2.3)\tau_{\alpha}; \tau; (K_{Sj}I_{\omega j}); (3.6в)\tau_{\Pi(i+1)}; (1.37)f_{s(i+1)}; f_{s(i+1)} \dots (4.14)\tau_c$ $\tau_{\Pi}; f_s; f_{\Pi}; (3.6а)(2.3)\tau; (K_{Fj}I_{\omega j}); (3.6в)\tau_{\Pi(i+1)}; (1.37)f_{s(i+1)}; f_{s(i+1)} \dots (2.7)\tau_{\Phi}; (4.14)\tau_c$
21	3	0	3	3	0	0	3	0	(3)	0	0	0	0	I	(1.37) $f_s; f_{\Pi}; (4.14)\tau; (2.3)(2.14)(2.12)$ $\eta; (K_{Bj}I_{\omega j}); R; (3.6д)\tau_{\Pi(i+1)} \dots (2.7)\tau_{\Phi}$
22	3	0	3	3	0	0	3	0	(3)	0	0	0	0	I	(1.37) $f_s; f_{\Pi}; (2.7)\tau_{\Phi}; \tau_{\Pi}; (4.14)\tau_{\alpha}; (2.3)(2.14)(2.12)\eta; R; (K_{Bj}I_{\omega j}); (3.6г)\tau_{\Pi(i+1)} \dots$
23	3	0	3	3	0	0	3	0	(3)	0	0	3	3	I	
24	3	0	3	3	0	0	3	0	(3)	3	0	3	3	I	

Продолжение табл. 8.1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	
25	3	0	3	3	3	0	0	3	3	0	[3]	3	0	0	I	(2.7) τ_{Φ} ; $\tau_{\Pi_i}, f_i, f_{S_i}$; (2.3)(2.14)(2.12) η_i, R_i , ($K_{Sj}I_{\infty S}$) $_i$; (3.6в) $\tau_{\Pi(i+1)}$; (1.37) $f_{i+1}, f_{S(i+1)}$... (4.14) τ_c
26	3	0	3	3	3	0	0	3	0	3	0	0	3	IV	(1.37) f, f_S ; Z_{Φ_i} ; (4.14)(4.15)(4.16) $\tau_{\alpha_i}, \tau_i, Z_i$; (2.14)(2.12)(4.1) η_i, R_i , ($K_{Sj}I_{\infty S}$) $_i$; (4.2) $Z_{\Phi(i+1)}$... (2.7) τ_{Φ}	
27	3	0	3	3	3	0	0	3	3	0	[3]	0	0	0	I, II	(1.37) f, f_S ; τ_{Π_i} ; (4.5) τ_i ; (3.6ж) ($K_{Sj}I_{\infty S}$) $_i$; (2.12) R_i ; (2.14) η_i ; (2.3) δ_{1i} ; (2.11) $\tau_{\Pi(i+1)}$... (2.7) τ_{Φ} ; (4.14) τ_c
28	3	0	3	3	3	0	0	3	0	0	[3]	3	0	0	I, II	$\tau_{\Pi_i}, f_i, f_{S_i}$; (4.5) τ_{α_i} ; (3.6е) ($K_{Sj}I_{\infty S}$) $_i$; (2.12) R_i ; (2.14) η_i ; (2.3) δ_{1i} ; (2.11) $\tau_{\Pi(i+1)}$; (1.37) f_{i+1} , $f_{S(i+1)}$... (2.7) τ_{Φ} ; (4.14) τ_c
29	3	0	3	3	3	0	0	3	0	0	[3]	0	0	3	I, II	(1.37) f, f_S ; $\tau_{\Pi_i}, \tau_{\Phi_i}$; (4.5)(4.14) τ_{α_i}, τ_i ; (3.6ж) ($K_{Sj}I_{\infty S}$) $_i$; (2.12) R_i ; (2.14) η_i ; (2.3) δ_{1i} ; (2.11) $\tau_{\Pi(i+1)}$; (2.7) $\tau_{\Phi(i+1)}$...

Продолжение табл. 8.1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	
30	3	0	3	3	3	0	0	3	0	0	[3]	0	0	0	I, III	Z_{Φ_i}, f_i, f_{S_i} ; (4.7) τ_i ; (4.6) τ_{α_i} ; (2.3)(2.14)(2.12)(3.6в) $\tau_{\Pi_i}, \eta_i, R_i$, ($K_{Sj}I_{\infty S}$) $_i$; (4.2) $Z_{\Phi(i+1)}$; (1.37) $f_{i+1}, f_{S(i+1)}$... (2.7) τ_{Φ} ; (4.14) τ_c
31	3	3	3	3	3	0	0	3	3	0	[3]	0	0	0	I	$\tau_{\Pi_i}, \eta_i, R_i, f_i, f_{S_i}$; (4.3) Z_{α_i} ; (4.2) Z_{Φ_i} ; (Ном. рис. 4.1) τ_i ; (3.6в) $\tau_{\Pi(i+1)}$; (2.12) R_{i+1} ; (2.14) η_{i+1} ; (1.37) $f_{i+1}, f_{S(i+1)}$... (2.7) τ_{Φ} ; (4.14) τ_c
32	3	3	3	3	3	0	0	3	0	0	[3]	3	0	0	I	(2.7) τ_{Φ} ; $\tau_{\Pi_i}, \eta_i, R_i, f_i, f_{S_i}$; (4.1) Z_i ; (4.2) Z_{Φ_i} ; (Ном. рис. 4.1) Z_{α_i} ; (4.4) τ_{α_i} ; (3.6в) $\tau_{\Pi(i+1)}$; (2.12) R_{i+1} ; (2.14) η_{i+1} ; (1.37) f_{i+1} , $f_{S(i+1)}$... (4.14) τ_c
33	3	3	3	3	3	0	0	3	0	3	0	0	0	IV	$\eta_i, R_i, f_i, f_{S_i}$; (4.1) Z_i ; (4.2) Z_{Φ_i} ; (4.17)(4.18) τ_i , τ_{α_i} ; (2.14) η_{i+1} ; (2.12) R_{i+1} ; (1.37) $f_{i+1}, f_{S(i+1)}$... (2.7) τ ; (4.14) τ	

Продолжение табл. 8.1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
34	3	3	3	3	3	0	0	3	3	0	0	0	0	IV	$\tau_{\Pi i}, \eta_i, R_i, f_i, f_{S i}; (4.2) Z_{\Phi i}; (4.17) (4.18) \tau_i, Z_i;$ $(2.14) \eta_{(i+1)}; (2.12) R_{i+1}; (4.1) \tau_{\Pi(i+1)};$ $(1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7) \tau_{\Phi}; (4.14) \tau_c$
35	3	3	3	3	3	0	0	3	0	0	3	0	0	IV	$(2.7) \tau_{\Phi}; \tau_{\Pi i}, \eta_i, R_i, f_i, f_{S i}; (4.2) Z_{\Phi i}; (4.17) (4.18)$ $\tau_{\alpha i}, Z_i; (2.14) \eta_{i+1}; (2.12) R_i; (4.1) \tau_{\Pi(i+1)};$ $(1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (4.14) \tau_c$
36	3	3	3	3	3	0	0	3	0	0	0	0	3	IV	$(1.37) f, f_S; \tau_{\Pi i}, \eta_i, R_i; (4.2) Z_{\Phi i}; (4.1) Z_i; (4.17)$ $\tau_i; (4.18) \tau_{\alpha i}; (4.14) \tau_{\Pi(i+1)}; (2.14) \eta_{i+1}; (2.12)$ $R_{(i+1)} \dots (2.7) \tau_{\Phi}$
37	3	3	3	3	3	0	0	3	0	0 [3]	0	0	0	I, II	$\tau_{\Pi i}, \eta_i, R_i, f_i, f_{S i}; (4.1) Z_i; (4.2) Z_{\Phi i};$ $(4.3) (4.4) (4.5) \tau_i, \tau_{\alpha i}; (3.6e) \tau_{\Pi(i+1)}; (2.12)$ $R_{i+1}; (2.14) \eta_{i+1}; (1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7) \tau_{\Phi};$ $(4.14) \tau_c$

111

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
39	3	3	3	3	3	0	0	3	0	0	[3]	0	0	0	I, III

Продолжение табл. 8.1

16

$\tau_{\Pi_i}, \eta_i, R_i, f_i, f_{S_i}; (4.1) Z_i; (4.2) Z_{\Phi_i};$
 $(4.3) (4.4) (4.5) \tau_i, \tau_{a_i}; (3.6B) \tau_{\Pi(i+1)}; (2.12)$
 $R_{i+1}; (2.14) \eta_{i+1}; (1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7) \tau_{\Phi};$
 $(4.14) \tau_n$

антах определяются как минимально необходимые для достижения заданных условий измерения.

Если в анализируемом веществе отсутствуют, долгоживущие по сравнению с индикатором мешающие нуклиды, то оптимальный параметр активации τ_a неограниченно возрастает (достаточно принять $\tau_a = 3$), а для определения оптимального параметра τ можно пользоваться вместо уравнения (3.6а) пунктирной линией на номограмме (см. рис. 4.1), соответствующей $Z_{o(\text{миним.})}$. В процессе оптимизации по критерию $t_c \rightarrow \text{мин.}$ при заданных $\alpha=1$ или $\alpha=2$ вместо уравнений (4.17), (4.18) также можно пользоваться номограммами, изображенными на рис. 4.2 - 4.5.

8.2. ОПТИМИЗАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ДВИЖЕНИЯ

В таблице 8.2 обозначения δ и θ в графах δ и θ , а также в графах ν и ν_{ϕ} (или ν_o и ν_{ϕ}) можно взаимно переставлять местами, соответственно переставив при этом обозначения в графе "Последовательность определения параметров". Параметры ρ , n , ν , ν_{ϕ} , ν_o , ν_{ϕ} взаимосвязаны соотношением (2.7), поэтому их набор не может быть задан произвольно. Вместо h , V можно определять или задавать время t .

Приведенные в таблице 8.2 варианты оптимизации направлены на определение минимальных δ , h , V , I_{ω_j} и максимальных $I_{\omega_{\text{в}}}$ или $K_{\text{в}j}$. В вариантах 1-3 определяется минимальная погрешность δ , а в вариантах 4-6 - минимальная I_{ω_j} . В вариантах 7-9 определяется максимальная величина $K_{\text{в}j} I_{\text{в}}$ в-помехи в канале индикатора при заданной δ . В вариантах 10-12 определяется минимальный интервал h или объем V вещества, обеспечивающий определение интенсивности излучения индикатора с заданной погрешностью δ . В варианте 13 определяется мак-

Таблица 8.2

Варианты оптимизации активационных измерений при условии движения

Номер варианта	I_{ω_j}	$K_{Sj} I_{\omega_s}$	I_{Φ}	δ	p	n	η	R	$\frac{h}{V_t}$	a, V_a	L, V_L	v, v_0	$v_{\Phi}, v_{\circ\Phi}$	Последовательность определения параметров *
1	2	3	4	5	6	7	8	9		11	12	13	14	15
1	3	3	3	0	3	3	0	0	3	3	0[3]	0	0	$L_i, f_i, f_{S_i}; (3.6л, м)v_i; (3.6и)L_{i+1}; (1.37)f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.12)R_i; (2.7)v_{\Phi}; (2.14)\eta; (2.3)\delta$
2	3	3	3	0	3	3	0	0	3	0	0[3]	3	0	$(1.37)f, f_S; (2.7)v_{\Phi}; L_i, (3.6к)a_i; (3.6и)L_{i+1} \dots (2.12)R_i; (2.14)\eta; (2.3)\delta$
3	3	3	3	0	3	3	0	0	3	0[3]	3	0	0	$a_i, f_i, f_{S_i}; (3.6л, м)v_i; (3.6к)a_{i+1}; (1.37)f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7)v_{\Phi}; (2.12)R; (2.14)\eta; (2.3)\delta$
4	0	3	3	3	3	3	0	0	3	3	0[3]	0	0	$L_i, v_i, f_i, f_{S_i}; (2.3)(2.14)(2.12)I_{\omega_j}, \eta_i, R_i; (3.6и)L_{i+1}; (3.6л, м)v_{i+1}; (1.37)f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7)v_{\Phi}$
5	0	3	3	3	3	3	0	0	3	0	0[3]	3	0	$(1.37)f, f_S; (2.7)v_{\Phi}; L_i, a_i; (2.3)(2.14)(2.12)I_{\omega_j}, \eta_i, R_i; (3.6и)L_{i+1}; (3.6к)a_{i+1} \dots$
6	0	3	3	3	3	3	0	0	3	0[3]	3	0	0	$a_i, v_i, f_i, f_{S_i}; (2.3)(2.14)(2.12)I_{\omega_j}, \eta_i, R_i; (3.6к)a_{i+1}; (3.6л, м)v_{i+1}; (1.37)f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7)v_{\Phi}$

Продолжение табл. 8.2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	11	12	13	14	15	
7	3	0	3	3	3	3	0	0	3	0[3]	0	0	$L_i, v_i, f_i, f_{s_i}; (2.3)(2.14)(2.12)\eta_i, (K_{s_j} I_{\infty s})_i, R_i;$ $(3.6и) L_{i+1}; (3.6л, м) v_{i+1}; (1.37) f_{i+1}, f_{s(i+1)} \dots$ $(2.7) v_{\Phi}$	
8	3	0	3	3	3	3	0	0	3	0	0[3]	3	0	$(1.37) f, f_s; (2.7) v_{\Phi}; L_i, a_i; (2.3)(2.14)(2.12)\eta_i,$ $(K_{s_j} I_{\infty s})_i, R_i; (3.6и) L_{i+1}; (3.6к) a_{i+1} \dots$
9	3	0	3	3	3	3	0	0	3	0[3]	3	0	0	$a_i, v_i, f_i, f_{s_i}; (2.3)(2.14)(2.12)\eta_i, (K_{s_j} I_{\infty s})_i, R_i;$ $(3.6к) a_{i+1}; (3.6л, м) v_{i+1}; (1.37) f_{i+1}, f_{s(i+1)} \dots$ $(2.7) v_{\Phi}$
10	3	3	3	3	3	3	0	0	3	0[3]	0	0	0	$L_i, f_i, f_{s_i}; (3.6л, м) v_i; (3.6и) L_{i+1}; (1.37) f_{i+1},$ $f_{s(i+1)} \dots (2.14)\eta; (2.12)R; (2.7) v_{\Phi};$
11	3	3	3	3	3	3	0	0	0	0[3]	3	0	0	$(2.7)v; (1.37)f, f_s; L_i; (3.6к) a_{i+1} (3.6и) L_{i+1} \dots$ $\dots (2.14)\eta; (2.12)R; (2.3)h$

Продолжение табл. 8.2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
12	3	3	3	3	3	3	0	0	0	0[3]	3	0	0	$a_i; f_i, f_{S_i}; (3.6л, м) v_i; (3.6к) a_{i+1}; (1.37) f_{i+1},$ $f_{S(i+1)} \dots (2.14) \eta; (2.12) R; (2.3) h; (2.7) v_{\Phi}$
13	3	3	3	3	3	3	0	0	3	3	0	0	0	$L_i, R_i, f_i, f_{S_i}; (2.3) v_i; (3.6и) L_{i+1}; (2.12) R_{i+1};$ $(1.37) f_{i+1}, f_{S(i+1)} \dots (2.7) v_{\Phi}; (2.14) \eta$

* Для объемно-передвигающихся веществ h, a, L, v, v_{Φ} заменяются, соответственно, на $V, V_a, V_L, v_o, v_{o\Phi}$.
Вместо h, V можно определять или задавать время t .

симальная скорость движения вещества при заданных h или V . Во всех вариантах определяются оптимальные скоростные, линейные или объемные параметры активационной установки. Отметим, что при многократном облучении циркулирующего вещества и измерении в режимах h или V изменение скорости движения приводит к изменению времени, за которое совершается один активационный цикл. Поэтому при оптимизации скорости движения в уравнении (3.6л) производные f' и f'_s отличаются от нуля. В случае измерений в режиме t имеем $f' = f'_s = 0$ и итерации по f и f_s не проводятся.

9. СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ВЫВОДОВ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ РАБОТ

9.1. СТАЦИОНАРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Проблемы и задачи оптимизации стационарных активационных измерений рассмотрены во многих работах. Остановимся на тех исследованиях, в которых были получены принципиально значимые результаты. Отметим, что в этих работах активационный эффект регистрировался в интегральном или одноканальном спектральном режиме. Отправным моментом, определяющим характер исследований, являлся выбор критерия оптимизации, то есть условия, которому должны соответствовать режимы активационных измерений, называемые в этом случае оптимальными. В разных работах такими критериями являлись: $\eta \rightarrow \text{макс.}$; $\delta \rightarrow \text{миним.}$ или $t_{\text{ср}} \rightarrow \text{миним.}$

В работах [1,2] были рассмотрены вопросы применения ЭВМ для решения задач оптимизации измерений по критерию $\eta \rightarrow \text{макс.}$ без учета постоянного фона и продолжительности измерений активационного эффекта. Авторами работ [7,8] в данный критерий введено время регистрации наведенного излучения, а в работах [3,4] дополнительно учтены параметры экспериментальной установки, характеризующие спектральное распределение регистрируемой интенсивности наведенного излучения. Однако в следующих работах [5,6] эти же авторы пришли к очевидному выводу о том, что данный критерий не отражает точности и чувствительности измерений, поэтому не может являться практически значимым показателем. Действительно, отношение η в

формуле (2.4) имеет промежуточное подчиненное значение, определяемое нуклидным составом вещества, практическими условиями измерений, требованием к их точности. Поэтому η во всех вариантах оптимизации (см. табл. 8.1, 8.2) определяется в зависимости от δ , t_c и других условий измерения.

В работах [5,6] с учетом спектрального распределения измеряемой интенсивности наведенного излучения рассмотрен критерий $B_k \rightarrow \text{макс.}$, где

$$B_k = \frac{N_j^2}{N_j + \sum N_B} ; \quad (9.1)$$

N_j - активационный эффект j -индикатора; N_B - активационный эффект в-помехи. Данный критерий при отсутствии постоянного фонового излучения связан с δ соотношением $B_k = \delta^{-2}$, то есть соответствует условию $\delta \rightarrow \text{миним.}$ Ограничивая максимальную погрешность измерения значением $\delta=0,33$, авторы считают, что оптимальные временные интервалы, минимальный активирующий поток и минимальную определяемую концентрацию индикатора в анализируемом веществе можно определить при соблюдении условия $B_k \geq 9$.

В работе [12] получено выражение для расчета минимального активационного эффекта мононуклида $N_{\text{мин}}$, регистрируемого в присутствии постоянного фона, отсчет которого N_Φ .

$$N_{\text{мин}} = \frac{1}{2\delta^2} (1 + \sqrt{1 + 8\delta^2 N_\Phi}). \quad (9.2)$$

Выражение (9.2) является частным случаем формулы (4.23) при следующих значениях параметров: $f=1$, $R=1$, $n=1$, $I_B=0$, $p=1$. Выразив $N_{\text{мин}}$ через временные интервалы и содержание C нуклида в веществе, авторы получили из формулы (9.2) при $\delta=0,33$ выражение для расчета минимальной чувствительности в определении нуклида.

В работе [10] рассматривается программа ОРТ для ЭВМ. в которой для учета статистики отсчетов использовано условие

$$N_j > 3 \sqrt{\sum N_{\nu}} \quad (9.3)$$

Имелось в виду, что $\delta=0,33$ и влияние постоянного фона пренебрежимо мало по сравнению с излучением мешающих нуклидов. Соотношение (9.3) также является приближением, следующим из формулы (4.23) при условии $f=R=n=1$, $I_{\Phi}=0$.

В работе [11] рассмотрены условия измерений активационного эффекта многонуклидной смеси по критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$, когда задано время активации и время регистрации наведенного эффекта. Автор пришел к выводу, что нецелесообразно выдерживать образец после облучения, если для всех ν -помех выполняется соотношение $\lambda_{\nu}/\lambda < 2$. Данное утверждение совпадает с соотношением (4.25), полученным из формулы (3.6в) при $f'_{\nu} = f' = 0$. Выдерживать образец после облучения нецелесообразно потому, что в случае выполнения неравенства (4.25) с течением времени паузы погрешность определения активационного эффекта индикатора только увеличивается.

В работах [8,9] показано, что число импульсов, зарегистрированных при многократной активации вещества, определяется выражением

$$N = \frac{N_1}{1-e^{-\tau_0}} \left(n - \frac{e^{-\tau_0}(1-e^{-n\tau_0})}{1-e^{-\tau_0}} \right), \quad (9.4)$$

где N_1 — число импульсов, зарегистрированное при однократной активации. Разделив левую и правую части выражения (9.4) на nt , получим формулу

$$I = \frac{I_1}{1-e^{-\tau_0}} \left(1 - \frac{e^{-\tau_0}(1-e^{-n\tau_0})}{n(1-e^{-\tau_0})} \right), \quad (9.5)$$

которая совпадает с равенством (1.35) при условии суммарной регистрации активационного эффекта за p циклов. Функция накопления в выражении (9.5) полностью соответствует виду f в равенстве (1.37).

В работе [7] с привлечением ЭВМ решены для некоторых нуклидов задачи оптимизации временных интервалов, в которых по формуле (9.4) учтено накопление остаточной радиоактивности. В первой задаче принят критерий $t_c \rightarrow \text{миним.}$ при некотором заданном значении $N = N_a$. Во второй задаче выполнен критерий $N \rightarrow \text{макс.}$ при заданном значении t_c .

Условия минимизации t_c рассмотрены Г.С.Возжениковым в работах [13,14]. В работе [13] для долгоживущего нуклида при условии $t_c = t_a + t$ и $p=1$ получено выражение для расчета оптимального времени активации

$$t_a \approx \frac{1}{\lambda} \sqrt[3]{\frac{4\lambda I_\Phi}{I_\infty^2 \theta^2}}, \quad (9.6)$$

где $\lambda t_a \ll 1$. Используя безразмерные параметры Z, Z_Φ , представим равенство (9.6) формулой

$$t_a = \sqrt[3]{\frac{4Z_\Phi}{Z^2}}. \quad (9.7)$$

вид которой совпадает с полученным в разделе 4.2.2 частным случаем решения уравнений (4.17), (4.18) при $\alpha=1$ и $q < 0,001$.

В работе [14] при отсутствии постоянного фона и критерии $t_c \rightarrow \text{миним.}$ получено соотношение оптимальных интервалов времени

$$t_a = t = -\frac{1}{\lambda} \ln \left(1 - \frac{1}{\theta} \sqrt{\frac{\lambda}{I_\infty}} \right). \quad (9.8)$$

Представив соотношение (9.8) в параметрической форме

$$t_a = t = -\ln \left(1 - \frac{1}{\sqrt{Z}} \right),$$

отметим, что данное соотношение также является частным случаем решения уравнений (4.17), (4.18) при $Z_{\phi} = 0$, $\alpha = 1$ (см. раздел 4.2.1).

9.2. ИЗМЕРЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ДВИЖЕНИЯ

В известных работах, посвященных оптимизации активационных измерений при условии движения, рассматривается наведенный эффект мононуклида, возбужденного излучением точечного источника. Исследования проводили в нескольких направлениях: каротаж геологических скважин, измерение твердых веществ, движущихся на транспорте, активационный анализ непрерывно текущих жидких растворов.

Основные положения теории непрерывного активационного каротажа скважин впервые были сформулированы в работе Ю.П. Булашевича и С.А. Шулятьева [15]. В проведенных вслед за этим экспериментальных измерениях [17] основные теоретические выводы нашли подтверждение. Авторы ставили задачу оптимизации нейтронных активационных измерений. Распределение плотности потока нейтронов вдоль оси скважины принято пропорциональным функции $\exp(-\frac{z-vt}{L_3})$, где z - расстояние до источника, L_3 - длина замедления быстрых нейтронов. В результате решения дифференциального уравнения получено аналитическое выражение, определяющее концентрацию C радиоактивных ядер в точке, расположенной на расстоянии L от источника нейтронов. Для области точек, движущихся за источником нейтронов, выражение имеет вид

$$C = C_0 \frac{L_3 \lambda}{v - L_3 \lambda} \left(\frac{2v}{v + L_3 \lambda} e^{-\lambda L/v} - e^{-L/L_3} \right), \quad (9.9)$$

где C_0 - максимальная концентрация радиоактивных ядер, образующихся при $v=0$ в точке, совмещенной с положением источника нейтронов. Для больших зондов при условии $v \gg L_3 \lambda$ и $L \gg L_3$ выражение (9.9)

упрощается

$$C = 2C_0 \frac{L_3 \lambda}{v} e^{-\lambda L/v}. \quad (9.10)$$

Авторами показано также, что максимум C в распределении (9.10) имеет место, когда $v = \lambda L$, то есть совпадает при $b \ll 1$ с соотношением $\tau_{\text{п}} = 1$, полученным из формулы (1.23). Далее утверждается, что относительное распределение интенсивности наведенного излучения по оси скважины должно совпадать с распределением C/C_0 , полученным из формул (9.9) и (9.10). Обратившись к модели одномерного распределения интенсивности наведенного излучения, рассмотренной в первой главе, обозначим для данной задачи $L_e = L_3$ и $L_{\text{н}} = L_c$, где L_c — длина свободного пробега гамма-квантов вдоль оси скважины. Положив, что в направлении z поток гамма-излучения ослабляется пропорционально функции $\exp \left| \frac{z - L}{L_c} \right|$, получим по формуле (1.33) выражение для расчета относительного изменения интенсивности наведенного излучения

$$\frac{I}{I_{\infty 0}} = 2 \frac{\lambda(L_3 + L_c)}{v} e^{-\lambda L/v}. \quad (9.11)$$

Из формулы (9.11) получим $a = L_3 + L_c$, т.е. длина области активации выражена через характерные параметры распространения нейтронов и гамма-квантов в соответствии с выбранной моделью их переноса. Эта же формула показывает, что из-за влияния L_c отношение $I/I_{\infty 0}$ отличается от распределения C/C_0 .

С целью проверки теоретических положений [15] в работе [17] измерялся активационный эффект боксита, обусловленный гамма-излучением индикатора алюминий-28. Расчетным путем с учетом химического состава бокситов и средней энергии нейтронов Po-Be источника авторами дана оценка $L_3 = 15,5$ см. Однако не принято во внимание влияние скважины, что является существенным, так как значи-

тельная часть нейтронов замедляется вдоль оси z в скважинном пространстве, заполненном водой. По данным работы [12], с учетом влияния скважины L_2 снижается до 12 см. Так же обстоит дело с длиной L_c . Для средней энергии гамма-излучения 1 МэВ в бокситах $L_c = 5,5$ см, а с учетом влияния скважинного пространства $L_c = 7,5$ см. Таким образом, в формуле (1.27) следует принять $a = 19,5$ см. На рис. 9.1

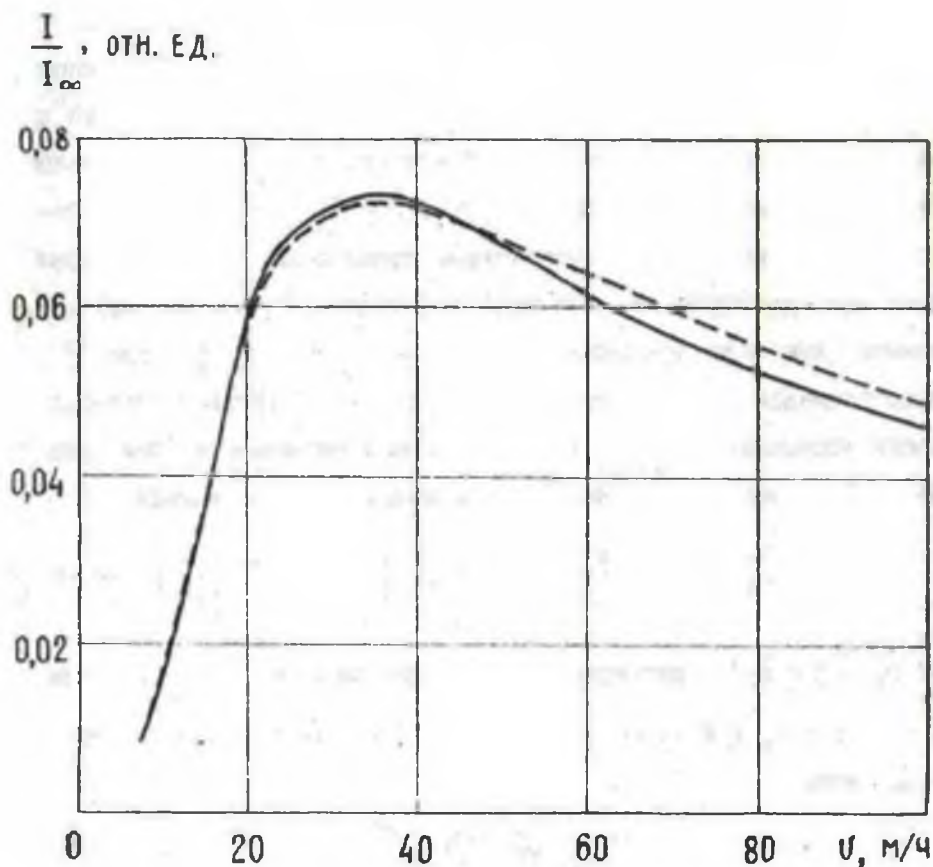


Рис. 9.1. Относительное распределение интенсивности наведенного гамма-излучения боксита при изменении скорости каротажа скважин, определенное экспериментально [17] и рассчитанное (пунктир) по формуле (1.27).

показана полученная авторами экспериментальная и рассчитанная по формуле (1.27) зависимость интенсивности наведенного излучения от скорости движения скважинного прибора. Длина зонда составляла $L=200$ см. Положение максимумов экспериментальной и теоретической кривой наблюдается при $\tau_{\text{п}}=1$, что соответствует $v=36$ м/час. Теоретическая кривая по форме совпадает с графиком, изображенным на рис. 1.4, и близка к экспериментальному распределению.

В работах [15,16] авторами верно отмечено, что оптимальная скорость движения (соответствующая $I_{\text{макс}}$) находится из физических соображений, не зависящих от выбора исходной модели расчета и функции распределения нейтронов. Подтверждением этого положения являются исследования И.И.Бреднева [18], в которых для оценки переноса нейтронов принято возрастное приближение. Активационный эффект при удалении от источника нейтронов, расположенного в скважине, изменялся пропорционально функции $\exp(-z^2/L_{\text{в}}^2)$, где $L_{\text{в}}^2$ - возраст замедлившихся нейтронов. В результате решения дифференциального уравнения получено выражение для измеряемой по оси скважины интенсивности наведенного гамма-излучения мононуклида

$$I = I_{\infty} \frac{\sqrt{\pi} \lambda L_{\text{в}}}{2v} \left[1 - \Phi \left(\frac{\lambda L_{\text{в}}}{2v} - \frac{L}{L_{\text{в}}} \right) \right] \exp \left[-\frac{\lambda L}{v} + \left(\frac{\lambda L_{\text{в}}}{2v} \right)^2 \right] \quad (9.12),$$

где $\Phi \left(\frac{\lambda L_{\text{в}}}{2v} - \frac{L}{L_{\text{в}}} \right)$ - интеграл ошибок. Для больших зондов, когда $v \gg \lambda L_{\text{в}}$, $L \gg L_{\text{в}}$ и $\Phi \rightarrow -1$, из формулы (9.12) получено более простое выражение

$$I = I_{\infty} \sqrt{\pi} \frac{\lambda L_{\text{в}}}{v} e^{-\lambda L/v}. \quad (9.13)$$

Сравнивая формулы (1.27) и (9.13), отметим, что они идентичны при

$$a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} L_{\text{в}}. \quad (9.14)$$

В обобщении, приведенном в работе [12], показано, что для основных типов горных пород L_B изменяется от 20 до 24 см, составляя в среднем $L = 22$ см. В соответствии с соотношением (9.14) получим $a=19,5$ см., то есть, как и следовало ожидать, длина области активации не зависит от принятой модели расчета.

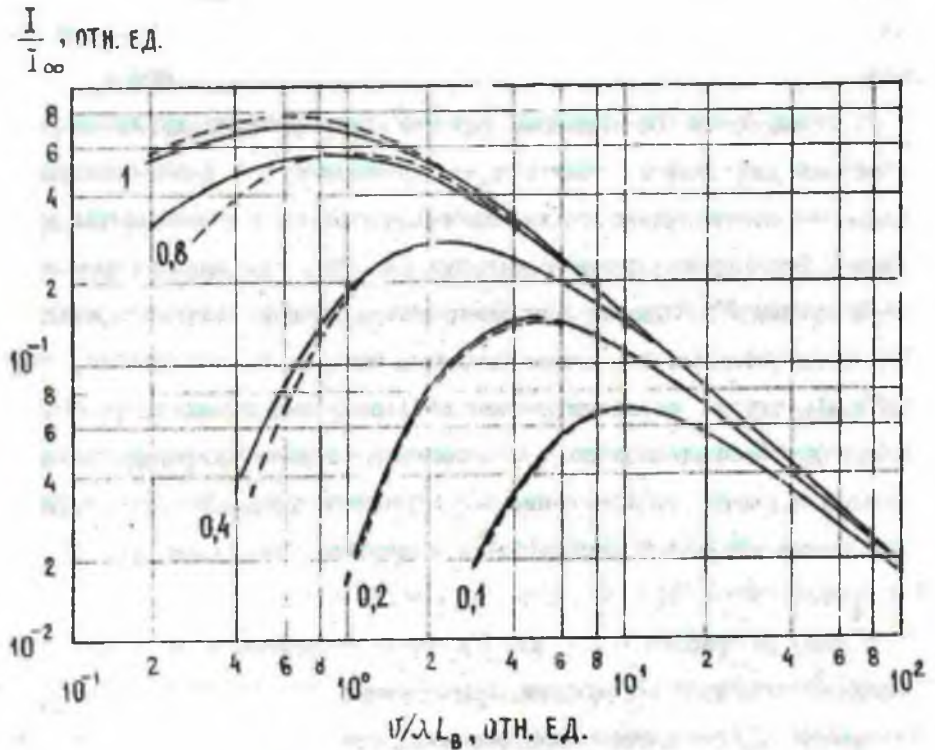


Рис. 9.2. Относительное распределение интенсивности наведенного гамма-излучения моноуклада при изменении скорости каротажа скважин, рассчитанное в работе [18] и по формуле (1.18) (пунктир). Шифр кривых – отношение L_B/L .

На рис.9.2 показана зависимость относительной интенсивности наведенного излучения от параметра v/L_B , рассчитанная по форму-

ле (1.18) и в соответствии с данными работы [18] по формуле (9.12). При $L_B/L < 1$ между графиками имеется близкое соответствие, а в случае $L_B/L \ll 1$ они практически не различаются. Параметр τ_{II} равен обратному значению произведения шифра графика на $\nu/\lambda L_B$. Для больших зондов в обеих сериях графиков максимуму I/I_{∞} соответствует $\tau_{II}=1$. По мере приближения к источнику нейтронов τ_{II} максимума графиков увеличивается. Для сравнения кривых, изображенных на рис. 1.3 и рис. 9.2, отметим, что заданному на рис. 9.2 значению шифра L_B/L соответствует на рис. 1.3 параметр $b = 0,886 L_B/L$.

Оптимальное соотношение режимов непрерывного активационного каротажа для больших зондов $\tau_{II}=1$, проводимого в режиме заданного времени, подтверждено также экспериментальными измерениями активационного эффекта флюоритовых руд [36, 37], где индикатором является нуклид ^{16}N . Однако для измерений в режиме заданного интервала длины скважины или длины твердого материала, движущегося относительно зонда, авторами работы [16] получено оптимальное соотношение для больших зондов $\tau_{II}=2$, соответствующее минимуму статистической погрешности измерения в отсутствии фона. Данное соотношение соответствует формуле (5.21) в частном случае, когда $b\tau_{II} \ll 1$ и $I_{\Phi}=0$.

Авторы работы [20] исследовали зависимость активационного эффекта твердого вещества, расположенного на транспортере, от скорости передвижения. Слой вещества имел форму вытянутого прямоугольного параллелепипеда, большая ось которого расположена вдоль транспортера. Напротив средней части слоя располагался источник быстрых нейтронов, а на расстоянии L по направлению движения — детектор. Измеряли активационные эффекты кремниевого песка и флюоритовой руды, обусловленные гамма-излучением соответственно нуклидов ^{26}Al и ^{16}N , а также рассчитывали численно на ЭВМ интен-

сивность наведенного излучения по формуле

$$I = k \frac{\lambda}{v} e^{-\lambda \frac{2a+l}{v}} \int_0^{2a} \frac{1}{r^2} e^{-\Sigma r' + \lambda \frac{y}{v}} dy \int_{V_p} \frac{1}{\rho^2} e^{-\mu \rho' - \lambda \frac{y}{v}} dV_p, \quad (9.15)$$

где y – направление движения слоя; a – половина длины области активации вдоль оси y ; l – расстояние вдоль оси y от точки окончания области активации до точки начала области регистрации; V_p – объем области вещества, излучение из которой регистрируется; k – постоянный коэффициент, зависящий от выхода нейтронов источника, сечения активации, размеров детектора и эффективности регистрации гамма-квантов; r – расстояние от источника нейтронов до элементарного объема вещества, находящегося в области активации; r' – часть расстояния r , проходящего через вещество; Σ – сечение выбывания нейтронов, происходящего в результате их взаимодействия с веществом; ρ – расстояние от центра детектора до элементарного объема dV_p , находящегося в области регистрации; ρ' – часть расстояния ρ , проходящего через вещество; μ – линейный коэффициент поглощения гамма-излучения.

Экспериментально и теоретически авторы получили распределение интенсивности наведенного излучения, имеющее четко выраженный экстремум. Результаты расчетов близко соответствуют экспериментальным данным, что указывает на достоверность принятой модели активационных процессов, отраженных формулой (9.15). Воспользовавшись этой формулой, определим положение экстремума. Допустим следующее приближение, которое влияет лишь на абсолютную величину I , но не затрагивает характер изменения I от скорости движения вещества. Вынесем за знаки интегрирования функции $r^{-2} e^{-\Sigma r'}$ и $\rho^{-2} e^{-\mu \rho'}$ при их значениях в точках r_c и ρ_c , которые находятся, соответственно, в областях активации и регистрации. Получим выра-

$$I = \frac{Sk\lambda}{v^2 \rho_c^2} e^{-\Sigma r_c' - \mu \rho_c' - \lambda \frac{2a+l}{v}} \int_0^{2a} e^{-\lambda \frac{y}{v}} dy \int_0^{2d} e^{-\lambda \frac{y}{v}} dy, \quad (9.16)$$

где d — половина длины области регистрации в направлении y ; S — площадь поперечного сечения слоя вещества. После интегрирования выражения (9.16) получим

$$I = \frac{4Skv}{\lambda^2 \rho_c^2} e^{-\lambda \frac{a+l+d}{v} - \Sigma r_c' - \mu \rho_c'} \operatorname{sh} \lambda \frac{a}{v} \operatorname{sh} \lambda \frac{d}{v}. \quad (9.17)$$

В рассмотренном авторами диапазоне изменения v соблюдаются неравенства $\lambda \frac{a}{v} \ll 1$, $\lambda \frac{d}{v} \ll 1$. Поэтому, имея в виду, что $a+l+d=L$ и $a/L = b$, представим выражение (9.17) в виде

$$I = \frac{4Skd}{r_c^2 \rho_c^2} e^{-\Sigma r_c' - \mu \rho_c'} b \tau_{\Pi} e^{-\tau_{\Pi}}, \quad (9.18)$$

который с точностью до постоянного множителя совпадает с формулой (1.27). Условия экспериментов и расчетов таковы, что $b \ll 1$. Тогда максимум I в распределении (9.18) должен наблюдаться при $\tau_{\Pi} = 1$, то есть в точке $v = \lambda L$. Однако в представленных авторами графиках величина скорости, соответствующая максимумам I , систематически завышена на 25%. Считая такое завышение неоправданным, скорректируем значения v в соответствии с представленной авторами формулой расчета. Результаты сопоставления графиков интенсивности наведенного излучения, скорректированных по результатам работы [20] и рассчитанных по формуле (1.27), представлены на рис. 9.3. Величина I авторами представлена в относительных единицах, поэтому общей точкой в сопоставляемых графиках выбрано значение I_{\max} . Сопоставление показывает вполне удовлетворительное совпадение теоретических выводов с данными авторов.

τ , ОТН. ЕД.

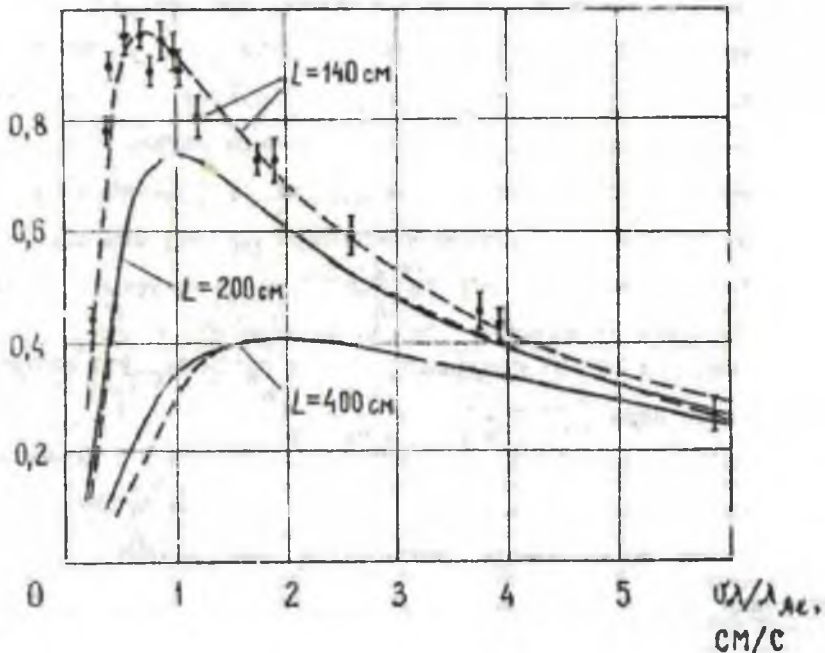


Рис. 9.3. Зависимость интенсивности наведенного гамма-излучения находящегося на транспортёре кварцевого и флюоритового концентрата от скорости движения, скорректированная (сплошная линия - расчет, точки - эксперимент) по данным работы [20] и рассчитанная (пунктир) по формуле (1.27).

Результаты исследований активационных процессов, проходящих в передвигающихся жидкостях, опубликованы в ряде работ [19, 21, 32-34]. В работе [34] получена формула, выражающая активность N единичного объема жидкости при выходе из камеры активации, в центре которой расположен источник нейтронов

$$N = e^{-t_a} \int_0^{t_a} \varphi(t) \Sigma_a e^{\lambda t} dt,$$

где t - текущее время; t_a - время нахождения единичного объема

раствора в камере активации. Расчет зависимости N от t_a , проведенный на ЭВМ для камер различной формы, показал, что максимум N получается при $t_a = 3T$ образующегося нуклида, где T - период полураспада. Расчетные значения хорошо согласуются с экспериментальными данными. Выразив t_a через объем камеры активации и скорость движения $t_a = 2V_L/v_0$, представим полученный авторами результат в виде соотношения

$$\frac{2V_L \lambda}{v_0 \ln 2} = 3. \quad (9.19)$$

Из соотношения (9.19) получим $\tau_n = 1$, что соответствует оптимальному значению параметра τ_n .

Слабая зависимость активационного эффекта от формы камеры активации показана также в работе [19]. Авторы пришли к выводу, что влияние формы камеры сказывается лишь в области небольших значений скорости движения. При увеличении скорости усиливается перемешивание в камере, поэтому можно принять, что раствор, выходящий из камеры, облучается в течение времени t_a активирующим потоком со средней плотностью $\bar{\phi}$. Аналогичное усреднение плотности активирующего потока принято в работах [21, 32]. В результате теоретических построений авторы работ [19, 21, 32] получили похожие аналитические выражения для расчета измеряемой интенсивности наведенного излучения. Отметив некоторое различие в оценке постоянных коэффициентов, эти выражения можно объединить, представив в виде

$$I = k \frac{v_0}{\lambda} e^{-\lambda V_P/v_0} (1 - e^{-\lambda 2V_a/v_0}) (1 - e^{-\lambda V_P/v_0}), \quad (9.20)$$

где k - коэффициент, зависящий от сечения активации, средней плотности активирующего потока $\bar{\phi}$, размеров детектора, фактора ослабления потока регистрируемого гамма-излучения; V_P - объем камеры измерения, в центре которой находится детектор; V_n - объем трубо-

провода, соединяющего камеры активации и регистрации. Представим выражение (9.20) в виде

$$I = 4k \frac{v_0}{\lambda} e^{-\lambda \frac{v_a + v_n + v_p}{2v_0}} \operatorname{sh} \lambda \frac{v_a}{v_0} \operatorname{sh} \lambda \frac{v_p}{2v_0}. \quad (9.21)$$

С увеличением размеров камеры измерения коэффициент k уменьшается за счет влияния фактора ослабления потока регистрируемого гамма-излучения. Поэтому v_p ограничивают так, что выполняется неравенство $\lambda v_p / 2v_0 < 1$. В результате, из выражения (9.21), обозначив $v_a + v_n + v_p / 2 = v_L$; $\lambda v_a / v_0 = \tau_a$, получим формулу

$$I = 2k v_p e^{-\tau_a} \operatorname{sh} \tau_a,$$

которая с точностью до постоянного множителя соответствует формуле (1.18). Принятая авторами модель расчета является удовлетворительной в тех случаях, когда источник облучения и детектор расположены в центрах соответствующих камер активации и регистрации. Смещение источника или детектора в формуле (9.20) не отражено, однако на практике из-за смещения актиационный эффект изменяется. Подобное изменение интенсивности наведенного излучения отмечено в работе [34]. В формуле (1.18) данный эффект учтен введением в математическую модель объемов смещения v_ξ и переноса v_L .

В работах [19, 21] по результатам экспериментов и теоретических расчетов приведены оптимальные v_a , v_p , v_0 , обеспечивающие максимум активационного эффекта нуклидов ^{26}Al , ^{14}N , ^{77}Se , содержащихся в жидких растворах. Однако не указано положение активирующего источника и детектора в соответствующих камерах, а также объем соединяющего эти камеры трубопровода. Недостающие параметры влияют на значение v_L , поэтому без их уточнения однозначная интерпретация оптимальных условий невозможна. В приведенных авторами экспериментальных зависимостях интенсивности наведенного излу-

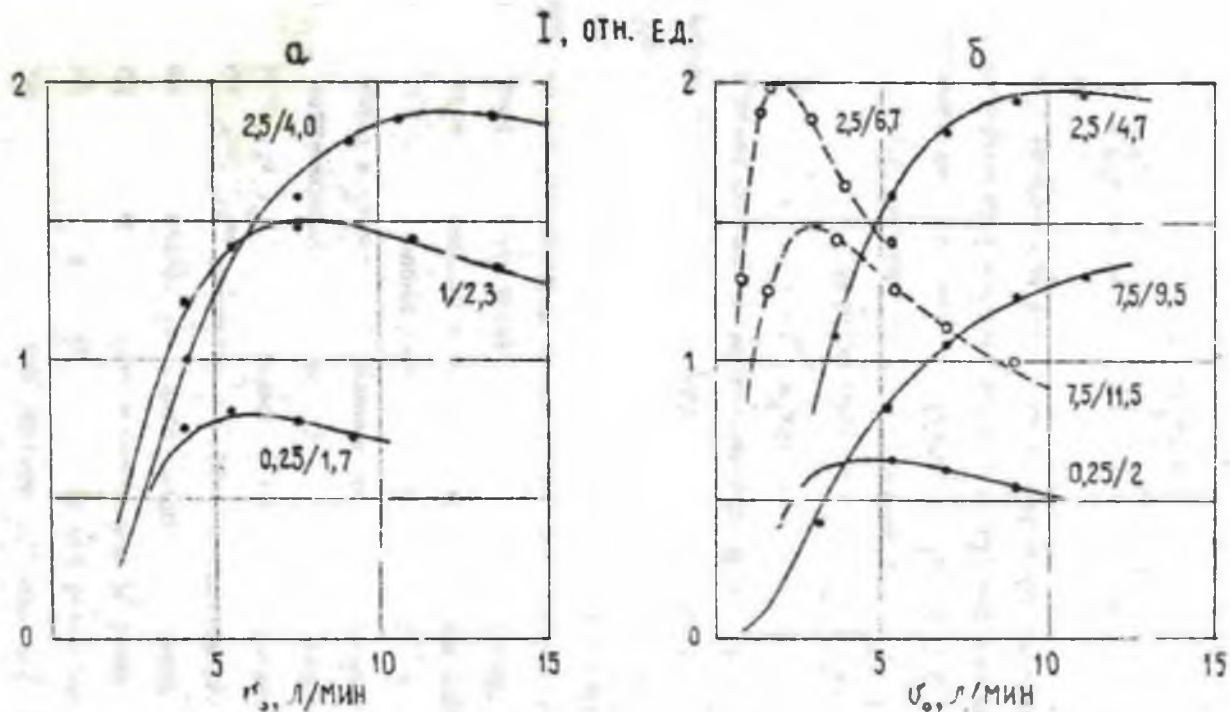


Рис. 9.4. Зависимость интенсивности наведенного излучения от скорости движения жидкости, рассчитанная при условии $v_p = 3$ л/мин по формуле (1.18), и определенная экспериментально (точки) в работах: а-[19], б-[21]. Шифр кривых $-v/v_p$, л/л. Нуклиды: а- ^{20}F ; б- ^{28}Al (пунктир), ^{77}Se .

чения от скорости движения жидкости также опущены указанные выше недостающие параметры, поэтому для сопоставления результатов экспериментов и расчетов по формуле (1.18) значение V_L определялось из условия совмещения общей точки экспериментального и теоретического графика. В графиках, имеющих экстремум, такой точкой являлась $I_{\text{макс}}$. На рис. 9.4 приведены результаты экспериментов и расчетов для некоторых нуклидов, которые показывают удовлетворительное соответствие практических и теоретических данных. В точках $I_{\text{макс}}$ скорость v_0 определяется из соотношения (1.23). Для графиков, шифр которых $b < 1$ (например, ^{20}F , $v_0 = 0,25$ л; ^{27}Se , $v_0 = 0,25$ л; ^{28}Al , $v_0 = 2,5$ л), положению $I_{\text{макс}}$ соответствует $\tau_{II} = 1$, то есть $v_0 = \lambda V_L$.

В работе [21] для расчета порога обнаружения некоторых короткоживущих нуклидов использовано соотношение

$$N \geq 3\sqrt{N_{\Phi}}, \quad (9.22)$$

где N , N_{Φ} - отсчет наведенной активности нуклида и постоянного фона, соответственно. Соотношение (9.22) является частным случаем формулы (5.17) при условии $b=0,33$, $f=R=p=1$, $I_B=0$, $p \rightarrow \infty$.

10.1. СТАЦИОНАРНЫЕ ЗАДАЧИ

Задача № 1. Активационные измерения проводятся в условиях: $I_j/I_\Phi=5$, $\eta=0,8$, $p=1$, $n=1$, $\tau_c=10$, $\tau=3$. Во сколько раз изменится относительная погрешность определения интенсивности излучения индикатора δ_1 и продолжительность измерений, если принять $p=0,7$; $p=2$; $p \rightarrow \infty$, $\varepsilon=0$?

Решение. Обозначив измененный параметр p_n и соответствующую погрешность δ_{1n} , из равенства (2.3) имеем соотношение

$$\frac{\delta_{1n}}{\delta_1} = \sqrt{1 + \frac{(p - p_n)I_\Phi\eta}{pp_n(I_j + I_\Phi\eta + I_\Phi\eta p^{-1})}}$$

Учитывая сумму (4.14), получим следующие результаты. При $p_n=0,7$ δ_1 увеличится в 1,02 раза, t_c уменьшится в 0,91 раза; при $p_n=2$ δ_1 уменьшится в 0,97 раза, t_c увеличится в 1,3 раза; при $p_n \rightarrow \infty$, $\varepsilon=0$ δ_1 уменьшится в 0,94 раза, t_c уменьшится в 0,7 раза.

Задача № 2. Определить величину средней функции накопления радиоактивности мононуклида, активированного n раз, при условии $t_n=t$, $t_n=t_{III}$, $\tau_n + \tau=0,5$, если $n=2$; $n=8$; $n=20$; $n \rightarrow \infty$.

Решение. Определим параметр цикличности $\tau_0 = 2(\tau_n + \tau)=1$. Рассчитаем по формуле (1.37): $\bar{F}_2=1,18$, $\bar{F}_8=1,46$, $\bar{F}_{20}=1,53$, $\bar{F}_\infty=1,58$.

Задача № 3. Оценить возможность активационных измерений нуклида ^{26}Al и оптимальные интервалы времени по критерию $t_c \rightarrow \text{миним.}$, если задано: $I_\infty=1200 \text{ мин}^{-1}$, $t_n=0,5 \text{ мин}$, $I_\Phi=100 \text{ мин}^{-1}$, $p=n=1$. Пог-

решность измерения в первом случае $\delta=0,01$, а во втором - $\delta=0,03$.

Решение. Для погрешности $\delta=0,01$ рассчитаем $Z=0,34$. Имеем $Z < 1$, поэтому измерения невозможны. Для погрешности $\delta=0,03$ рассчитаем $Z=3,1$, $Z_{\Phi}=0,3$, $\alpha=2$. По формулам (4.17), (4.18) определим $\tau_{\alpha}=1,58$, $\tau=0,8$, а затем с учетом λ и p рассчитаем $t_{\alpha}=5,3$ мин, $t=t_{\Phi}=2,7$ мин.

Задача № 4. Определить время активации и насыщенную интенсивность наведенного излучения нуклида ^{24}Na , удовлетворяющие критерию $t_c \rightarrow$ миним., при следующих данных: $\delta=0,01$, $t_{\Pi}=60$ мин, $t=39$ мин, $Z_{\Phi}=100$, $\alpha=1$.

Решение. Рассчитаем $\tau=0,03$. По номограмме (см.рис.4.5) или формуле (4.20) определим $\tau_{\alpha}=0,05$. Затем рассчитаем $t_{\alpha}=65$ мин. На той же номограмме или по формуле (4.19) определим $Z=2100$. Далее, по формуле (4.1), положив $f=\eta_j=\eta_p=n=R=1$, рассчитаем $I_{\infty}=16700$ мин $^{-1}$.

Задача № 5. Оценить временные интервалы t , t_{Φ} для нуклида ^{52}V , если задано: $I_0=500$ мин $^{-1}$, $\delta=0,03$, $I_{\Phi}=100$ мин $^{-1}$, $p=1,5$.

Решение. Рассчитаем $Z_0=2,4$, $Z_{\Phi}=0,41$. По номограмме (см. рис.4.1) или формуле (4.3) определим $\tau=1$. Затем с учетом λ , p рассчитаем $t=5,4$ мин, $t_{\Phi}=8,1$ мин.

Задача № 6. Определить по критерию $t_c \rightarrow$ миним. оптимальные интервалы времени активационных измерений двадцати проб кварцевого сырья при одновременном их облучении и последовательной регистрации гамма-излучения индикатора ^{24}Na , если задано: $I_{\infty}=6 \times 10^3$ мин $^{-1}$, $I_{\Phi}=100$ мин $^{-1}$, $t_{\Pi}=60$ мин, $\delta=0,05$, $p=1$.

Решение. Рассчитаем: $Z=18600$, $Z_{\Phi}=320$, $\alpha=40$. Имеем $Z \gg Z_{\Phi}$, то есть влиянием фона в расчетах можно пренебречь, положив $Z_{\Phi}=0$. Поскольку $Z\alpha \gg 1$, то воспользуемся соотношением $\tau=(Z\alpha)^{-0,5}$, следующим из формулы (4.25). Получим $\tau=1,16 \times 10^{-3}$. Затем по формуле (4.28) рассчитаем $\tau_{\alpha}=4,64 \times 10^{-2}$. Переводя параметры с учетом λ в

реальное время, определим $t = 1,5$ мин, $t_a = 60$ мин, $t_c = 3$ ч.

Задача № 7. Определить интервалы времени в многократных активационных измерениях пробы серебряной руды с суммированием наведенного гамма-эффекта индикатора ^{110}Ag , если задано: $t_a = t$, $I_\infty = 100 \text{ с}^{-1}$, $I_\Phi = 10 \text{ с}^{-1}$, $t_{II} = t_{III} = 5 \text{ с}$, $\delta = 0,02$, $p = 2$, $n = 5$.

Решение. Рассчитаем $Z_\Phi = 0,52$. Далее проведем итерации, положив в нулевом приближении $\bar{I} = 1$. Рассчитывая Z по формуле (4.1), τ — по формуле (4.24) или номограмме (см. рис. 4.8), \bar{I} очередного приближения — по формуле (1.37), получим следующие результаты:

Номер приближения	τ_i	\bar{I}_i	Z_i
0		1	6,0
1	0,69	1,17	7,1
2	0,60	1,21	7,3
3	0,58	1,22	7,4
4	0,58		

Оптимальный параметр τ получен в третьем приближении. С учетом λ , p , n рассчитаем $t_a = t = 20 \text{ с}$, $t_\Phi = 200 \text{ с}$.

Задача № 8. При проведении активационного анализа флюоритового сырья по индикатору ^{14}C определить достаточное количество активационных циклов для достижения погрешности $\delta = 0,02$ при условии многократного облучения одной пробы и суммирования активационного эффекта, если $t_a = t = 15 \text{ с}$, $I_\infty = 150 \text{ с}^{-1}$, $I_\Phi = 30 \text{ с}^{-1}$, $t_{II} = t_{III} = 3 \text{ с}$. В первом варианте измерений задано $t_\Phi = 15 \text{ с}$, а во втором варианте положено $p = 1$.

Решение. В первом варианте из выражения (2.4) имеем соотношение

$$n = \frac{t_\Phi (I + I_\Phi)}{t (I^2 \delta^2 t_\Phi - I_\Phi)}$$

из которого определяется n при соблюдении неравенства $(I\delta)^2 t_\Phi > I_\Phi$. Рассчитав I , получим, что это неравенство имеет место при $\bar{I} > 1,54$.

Определим $\tau = 2(\tau_{II} + \tau) = 3,4$. Используя формулу (1.37) или номограмму (см. рис.1.5), убедимся, что для найденной области значений \bar{T} количество циклов n не определяется, то есть измерения невозможны. Во втором варианте определим n из формулы (2.4) итерациями, положив в нулевом приближении $\bar{T}=1$. В каждом приближении полученное значение n округлим до целого числа и используем его для определения \bar{T} по формуле (1.37) в следующем приближении. В результате, уже во втором приближении, окончательно получим $n=8$, $t_{\Phi} = 120$ с

Задача № 9. Три одинаковых пробы алмосиликатной горной породы содержащей индикатор ^{26}Al , полученный из ^{27}Al по ядерной реакции (n, γ') , и помеху ^{26}Al , полученную из ^{28}Si по ядерной реакции (n, p) активируются по одному разу при условии $t_{\alpha} = t$ с последующим суммированием активационного эффекта. Определить интервалы времени активационных измерений, если задано: $I_{\infty J} = 10^4$ мин $^{-1}$, $I_{\infty B} = 10^3$ мин $^{-1}$, $I_{\Phi} = 600$ мин $^{-1}$, $t_{II} = 0,2$ мин, $\delta = 0,01$, $p = 0,8$.

Решение. Рассчитаем $\eta = 0,91$, $Z = 8,5$, $Z_{\Phi} = 0,56$ и по формуле (4.24) или номограмме (см. рис.4.8) определим $\tau = 0,53$. Учитывая λ p , $n = 3$, рассчитаем $t_{\alpha} = t = 1,8$ мин, $t_{\Phi} = 4,3$ мин.

Задача № 10. Две одинаковые пробы пульпы медного концентрата, содержащие индикатор ^{64}Cu и помеху ^{54}Mn , поочередно активируются три раза при условии $t_{\alpha} = t$ с последующей одноканальной регистрацией и суммированием гамма-активационного эффекта. Определить интервалы времени активационных измерений, если задано: $I_{\infty J} = I_{\infty B} = 10^3$ мин $^{-1}$, $I_{\Phi} = 100$ мин $^{-1}$, $t_{II} = t_{III} = 0,5$ мин, $\delta = 0,01$, $p = 0,5$.

Решение. Проведем итерационные определения с использованием формул (1.37), (2.6), (4.1), (4.2), (4.24). В расчетах Z_1 , Z_{Φ_1} примем $R=1$, $n=6$, а при определении \bar{T}_1 , \bar{T}_{B_1} , соответственно, $n=3$. Получим следующие результаты:

Номер приближения	\bar{Y}_i	$\bar{Y}_{\alpha i}$	η_i	Z_i	$Z_{\Phi i}$	τ_i
0	1	1	1	4,14	0,66	1,10
1	1,07	1,90	0,86	3,56	0,49	1,17
2	1,06	1,90	0,85	3,52	0,48	1,17

Используя τ второго приближения, с учетом λ , ρ , $n=6$ рассчитаем $t_{\alpha} = t_{\alpha} = 8,7$ мин, $t_{\Phi} = 26$ мин.

Задача № 11. Определить оптимальные ($t_c \rightarrow$ миним.) интервалы времени одноканальных активационных измерений бокситовой спектательной шихты, содержащей индикатор ^{24}Na и помеху ^{26}Al , если заданы условия: $I_{\infty j} = 10^5$ мин $^{-1}$, $I_{\infty \alpha} = 2 \times 10^4$ мин $^{-1}$, $I_{\Phi} = 600$ мин $^{-1}$, $\delta = 0,02$, $t_c = 30$ мин, $n = 1$, $\rho \rightarrow \infty$, $\varepsilon = 0$.

Решение. Определим $\tau_c = 0,0231$, $\alpha = 1$. Проведем расчеты по варианту 36 (см. табл. 8.1). Положив $R = I = 1$, получим результаты:

Номер приближения	$\tau_{\Pi i}$	η_i	Z_i	$Z_{\Phi i}$	τ_i	$\tau_{\alpha i}$
0	0	1	52000	156	0,0049	0,0071
1	0,0110	0,86	44230	114	0,0052	0,0073
2	0,0105	0,84	43200	110	0,0053	0,0074
3	0,0105	0,84				

Оптимальные параметры получены во втором приближении. С учетом λ имеем $t_{\alpha} = 9,6$ мин, $t = 6,9$ мин, $t_{\Pi} = 13,5$ мин.

Задача № 12. Трехканальным гамма-спектрометром измеряют интенсивность наведенного излучения железомagneзных горных пород. Определить минимальную относительную статистическую погрешность δ^{Mn} , достижимую за время активационных измерений 30 мин, и при найденном времени активации минимальные погрешности δ^{Al} и δ^{Mg} для анализируемых проб, содержащих нуклиды ^{27}Mg , ^{26}Al , ^{54}Mn , излучение которых регистрируется спектральными каналами, соответственно, 0

первого по третий, если задано: $I_{\infty}^{Mg} = 10^3 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\infty}^{Al} = 8 \times 10^4 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\infty}^{Mn} = 2 \times 10^4 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\Phi 1} = 1500 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\Phi 2} = 1000 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\Phi 3} = 500 \text{ мин}^{-1}$, $n = p = 1$, $t_{\text{по}} = 0,2 \text{ мин}$. Спектральные коэффициенты образуют матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & 1,6 & 2,3 \\ 0,1 & 1 & 1,2 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Решения. Имеем $\alpha = 2$. Рассчитаем δ^{Mn} по варианту 6 (см. табл. 8.1). В канале марганца нуклиды-помехи отсутствуют, поэтому $R = \eta = 1$ и параметр паузы минимальный $\tau_{\Pi} = 0,001$. Рассчитав $\tau_c = 0,132$, определим следующие параметры:

Номер приближения	δ_i^{Mn}	$Z_{\Phi i}$	$\tau_{\alpha i}$	τ_i	Z_i
0		0	0,043	0,044	280
1	0,008	7,3	0,071	0,030	635
2	0,012	16,4	0,075	0,028	790
3	0,013	19,2	0,075	0,028	810

Оптимальные параметры получены в третьем приближении. Учитывая λ марганца и p , определим $t_a = 17,1 \text{ мин}$, $t_{\Pi} = 0,2 \text{ мин}$, $t = t_{\Phi} = 6,35 \text{ мин}$.

Погрешность δ^{Mg} определим по варианту 2 (см. табл. 8.1). Время активизации задано $t_a = 17,1 \text{ мин}$ ($\tau_a = 1,23$). Параметры τ_{Π} и τ в нулевом приближении определим, решая совместно уравнения (3.6в) и (4.12). Получим $\tau_{\Pi} = 0,16$, $\tau = 2,46$. Используя формулу (3.6а), уточним: $\tau_{\Pi} = 0,2$, $\tau = 2,37$. Далее рассчитаем $\eta = 0,025$, $R = 1,91$ и $\delta^{Mg} = 0,163$. Переводя оптимальные параметры с учетом λ магния и p в интервалы времени, определим $t_{\Pi} = 2,8 \text{ мин}$, $t = t_{\Phi} = 32,9 \text{ мин}$.

Для индикатора ^{28}Al во втором канале короткоживущие помехи отсутствуют, поэтому примем параметр паузы минимальным $\tau_{\Pi} = \tau_{\text{по}} = 0,06$. Параметр активации также задан $\tau_a = 5,1$. Рассчитаем параметры по частному случаю варианта 2 (см. табл. 8.1), используя для оп-

разделения τ формулу (4.12). Получим: $\delta^{Au} = 0,0027$, $\eta = 0,95$, $R = 1,24$,
 $t_{II} = 0,2$ мин, $t = t_{\Phi} = 10$ мин.

Задача № 13. Оценить минимальную чувствительность определения количества M золота в трех одинаковых пробах горной породы по гамма-активности нуклида ^{198}Au за время активационных измерений 50 ч либо 150 ч с суммированием активационного эффекта. Измерения проводятся по методике интегрального учета помех. В первом спектральном канале регистрируется излучение золота, во втором – помех: ^{124}Sb , ^{40}Sc , ^{50}Fe , ^{24}Na . Заданы условия: $t_{по} = 5$ ч, $t = 1$ ч, $p \rightarrow \infty$, $\epsilon = 0$; $M = KI_{\infty j}$, где $K = 9 \times 10^{-14}$ гч. Фон в обоих каналах одинаков $I_{\Phi} = 3000$ ч $^{-1}$, а насыщенные интенсивности излучения помех известны: $I_{\infty}^{Sb} = 6 \times 10^5$ ч $^{-1}$, $I_{\infty}^{So} = 1,2 \times 10^5$ ч $^{-1}$, $I_{\infty}^{Fe} = 1,5 \times 10^5$ ч $^{-1}$, $I_{\infty}^{Na} = 2,2 \times 10^6$ ч $^{-1}$. Спектральные коэффициенты образуют матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & 1,25 \\ 0,2 & 1 \end{vmatrix}.$$

Решение. Допустив, что минимальной чувствительности на золото соответствует интенсивность излучения индикатора, равная трем стандартным статистическим отклонениям ее определяемого значения, зададим $\delta = 0,33$. Определим параметры по варианту 14 (см. таблицу 8.1). Рассчитаем $\tau = 0,01$. При малом количестве золота в анализируемых пробах дисперсия отсчетов в обоих спектральных каналах существенно не отличается. Поэтому, используя лишь спектральные коэффициенты, определим $R = 2,13$. Для расчета $I_{\infty j}^{Au}$ используем выражение (4.23). В первом случае $\tau_c = 0,5$. Приняв в нулевом приближении минимальный параметр паузы $t_{II} = 0,05$ (соответственно, максимальный параметр активации $t_a = 0,44$), убедимся, что из уравнения (3.6г) параметр паузы в первом приближении не определяется, то есть оптимальными являются принятые выше параметры. Определим $I_{\infty j}^{Au} = 13542$ ч $^{-1}$, $M = 1,2 \cdot 10^{-6}$ г, $\eta = 0,033$, $t_a = 44$ ч, $t_{II} = 5$ ч. Во втором случае, учиты-

вая $\tau_c = 1,5$, получим следующие результаты:

Номер приближения	$\tau_{\Pi i}$	$\tau_{\alpha i}$	$I_{\infty j i}^{Au} \cdot \text{ч}^{-1}$	η_i
0	0,05	1,44	6944	0,0028
1	0,79	0,70	4920	0,0126
2	0,65	0,84	4899	0,0098
3	0,73	0,76	4899	0,0111

По итогам третьего приближения рассчитаем $M = 4,5 \times 10^{-7}$ г, $t_a = 76$ ч, $t_{\Pi} = 73$ ч.

Задача № 14. Для решения вопроса о целесообразности этапа радиохимической очистки в активационном анализе геохимических проб почвы на стронций определить допустимое количество M помехи, образующей при активации нуклид ^{82}Br , в исходной и радиохимически очищенной пробе, для которой возможно спектральное измерение интенсивности излучения индикатора ^{87}Sr с погрешностью $\delta = 0,02$, если в первом канале гамма-спектрометра регистрируется излучение стронция, во втором - брома. Задано: $I_{\infty j} = 5 \times 10^4 \text{ ч}^{-1}$; фон в канале стронция $9 \times 10^3 \text{ ч}^{-1}$; фон в канале брома $5 \times 10^3 \text{ ч}^{-1}$; $M = KI_{\infty}^{Br}$, где $K = 8,4 \times 10^{-10} \text{ Гч}$; $K_{2j} = 0,23$, $K_{j2} = 0$, $p \rightarrow \infty$, $\varepsilon = 0$, $t_{\text{по}} = 0,3$ ч, $t = 0,5$ ч, а время радиохимической очистки равно 3 ч.

Решение. Проведем определения по частному случаю варианта 21 (см. табл. 8.1) с учетом заданного времени измерения. Рассчитаем $\tau = 0,125$, $\tau_{\text{по}} = 0,075$. Определим параметры τ_a , R и произведение $K_{2j} I_{\infty}^{Br}$, решая совместно систему уравнений (2.3), (2.12), (3.6б). В результате получим $R = 1,09$, $\tau_a = 1,5$, $K_{2j} I_{\infty}^{Br} = 14,3 \times 10^5 \text{ ч}^{-1}$. Далее определим $\eta = 0,18$, $I_{\infty}^{Br} = 62,3 \times 10^5 \text{ ч}^{-1}$ и, соответственно, $M = 5,2 \times 10^{-3}$ г, а также интервалы времени $t_a = 6$ ч, $t_c = 6,8$ ч. Если количество брома в пробе больше установленного выше, то необходима радиохимическая очистка. Тогда, рассчитав $\tau_{\Pi} = 0,825$, получим следующие результаты:

$\eta_a = 2$, $R = 1,07$, $\eta = 0,38$, $I_{\infty}^{Br} = 91,2 \times 10^4 \text{ ч}^{-1}$, $t_a = 8 \text{ ч}$, $t_c = 11,8 \text{ ч}$. Количество брома в очищенной пробе не должно превышать $M = 7,6 \times 10^{-4} \text{ г}$.

Задача № 15. Определить по критерию $t_c \rightarrow \text{миним.}$ оптимальные интервалы времени активационного опробования железистованадиевых руд с применением гамма-спектрометра, каналы которого по возрастанию энергии излучения с первого по третий настроены на соответствующие нуклиды: помеха ^{56}Mn ($I_{\infty} = 2 \times 10^5 \text{ мин}^{-1}$), индикатор ^{52}V ($I_{\infty} = 2 \times 10^3 \text{ мин}^{-1}$), помеха ^{28}Al ($I_{\infty} = 10^4 \text{ мин}^{-1}$). Фон в каналах спектрометра известен: $I_{\Phi 1} = 500 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\Phi 2} = I_{\Phi 3} = 200 \text{ мин}^{-1}$. Проба руды проходит подряд три активационных цикла с суммированием наведенной радиоактивности. Задано: $\delta = 0,1$, $p = p_2 = p_3 = 1$, $t_a = 4 \text{ мин}$, $t_{\text{по}} = t_{\text{пл}} = 0,25 \text{ мин}$. Спектральные коэффициенты образуют матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & 0,6 & 0,9 \\ 0,2 & 1 & 0,3 \\ 0,3 & 0,1 & 1 \end{vmatrix}.$$

Решение. Проведем определения по варианту 34 (см. табл. 8.1). В нулевом приближении положим $\bar{r} = \bar{r}^{\text{Mn}} = \bar{r}^{\text{Al}} = \eta = R = 1$. Результаты расчетов следующие:

Номер приближения	\bar{r}_i	\bar{r}_i^{Mn}	\bar{r}_i^{Al}	η_i	R_i	$Z_{\Phi i}$	τ_i	Z_i	$\tau_{\text{пл}}$
0	1	1	1	1	1	32,6	0,24	32	2,30
1	1,02	1,90	1,00	0,12	1,19	0,3	0,37	8	1,27
2	1,06	1,92	1,01	0,21	1,18	1,1	0,33	10	1,66
3	1,05	1,91	1,00	0,18	1,18	0,8	0,35	9	1,60

Оптимальные параметры получены в третьем приближении. С учетом значений p и λ определим $t_{\Phi} = 5,7 \text{ мин}$, $t = 1,9 \text{ мин}$, $t_{\text{пл}} = 8,7 \text{ мин}$. Суммарное время активационных измерений t_c составляет 49,5 мин.

Задача № 16. Проводятся дискретные активационные гамма-спектрометрические измерения медноколчеданных руд в геологической скважине по методике интегрального учета помех. В первом спектральном канале основного индикатора ^{62}Cu ($I_{\infty j} = 5 \times 10^3 \text{ мин}^{-1}$) регистрируется также излучение дополнительных индикаторов ^{64}Cu ($I_{\infty} = 4I_{\infty j}$), ^{66}Cu ($I_{\infty} = 0,2I_{\infty j}$). Излучение мешающих нуклидов ^{63}Zn ($I_{\infty} = 2 \times 10^3 \text{ мин}^{-1}$), ^{27}Mg ($I_{\infty} = 5 \times 10^2 \text{ мин}^{-1}$), ^{28}Al ($I_{\infty} = 12,5 \times 10^3 \text{ мин}^{-1}$), ^{56}Mn ($I_{\infty} = 5,5 \times 10^3 \text{ мин}^{-1}$), ^{24}Na ($I_{\infty} = 5 \times 10^4 \text{ мин}^{-1}$) регистрируется во втором канале. Определить интервалы времени активационных измерений, связанные при шаговом перемещении зонда вдоль скважины соотношением $t_a + t_{\text{по}} = t_{\text{п}} + t$, если задано: $\delta = 0,05$, $p = p_2 = 0,8$, $t_{\text{по}} = 0,25 \text{ мин}$, $n = 1$. Фон в первом канале 300 мин^{-1} , во втором канале 270 мин^{-1} . Спектральные коэффициенты образуют матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & 1,35 \\ 0,1 & 1 \end{vmatrix}$$

Решение. Проведем определения по варианту 37 (см. табл. 8.1), учитывая наличие дополнительных индикаторов. Получим следующие результаты:

Номер приближения	$\tau_{\text{п}i}$	η_i	R_i	$\eta_{\nu i}$	Z_i	$Z_{\Phi i}$	τ_i
0	0,018	1	1	1	173	12	0,12
1	0,018	0,12	1,74	0,72	13,3	0,11	0,33
2	0,018	0,18	1,70	0,74	19,6	0,24	0,26
3	0,018	0,15	1,71	0,73	16,6	0,17	0,29
4	0,018	0,15	1,71	0,73			

Параметр паузы из формул (4.5), (3.6а) в первом и последующих приближениях не определяется, поэтому принято его минимальное значение. Оптимальные параметры получены в третьем приближении. Учитывая λ основного индикатора и p , определим $t_a = t = 4,1 \text{ мин}$, $t_{\text{п}} = 0,25 \text{ мин}$, $t_{\text{ф}} = 3,2 \text{ мин}$.

Задача № 17. При постановке активационного анализа минеральных удобрений определить минимальную δ для индикатора ^{30}K , бета-излучение которого регистрируется в интегральном двухпаузном режиме совместно с излучением помехи ^{30}P при условии $\tau_{\Pi 1} - \tau_{\Pi 2} = -0,4$, если задано: $t_a = 10$ мин, $f = f_s = n = p = 1$, $I_{\omega_j} = 5000$ мин $^{-1}$; $I_{\omega_q} = 30000$ мин $^{-1}$, $I_{\phi} = 150$ мин $^{-1}$, $t = t_2$.

Решение. Определим параметры по варианту 2 (см. табл. 8.1). Положив в формуле (2.20) $u = 1$, рассчитаем паузные коэффициенты. Учитывая, что $K_{qj} = 1$, получим матрицу коэффициентов

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 0,67 & 0,29 \end{vmatrix}.$$

Приняв в нулевом приближении $Z_{\phi} = 1$, получим следующие результаты:

Номер приближения	Z_{ϕ}	Z_0 (миним.)	τ_1	Z_1	$\tau_{\Pi 1}$	η_1	R_1	δ_1
0	1	2,9	1,7	4,89	0,43	0,39	2	0,037
1	0,08	1,4	2,4	2,36	0,36	0,37	2	0,025
2	0,04	1,25	2,65	2,10	0,33	0,37	2	0,024

Оптимальные параметры получены во втором приближении. Далее определим $t_{\Pi} = 3,6$ мин, $t_{\Pi 2} = 8,1$ мин, $t = t_2 = 29,4$ мин.

10.2. ЗАДАЧИ ПРИ УСЛОВИИ ДВИЖЕНИЯ

Задача № 18. Рассчитать функции накопления наведенной радиоактивности \bar{f} и f_{Π} при многократной активации движущегося моноуклидного вещества в случае $\tau_0 = 0,5$, $n = 3$, $n = 8$, $n \rightarrow \infty$. Рассчитать также \bar{f}_{12} при изменении n от 3 до 8.

Решение. По формуле (1.37) определим: при $n = 3$ $\bar{f} = 1,53$, $f_{\Pi} = 1,97$; при $n = 8$ $\bar{f} = 2,06$, $f_{\Pi} = 2,49$; при $n \rightarrow \infty$ $\bar{f} = f_{\Pi} = 2,54$. По формуле (1.40) определим $\bar{f}_{12} = 2,38$.

Задача № 19. Определить положение среднего центра активации $\bar{\xi}$ в активной зоне радиационного контура, выполненного из труб одного диаметра, если $a=10$ м, а на расстоянии 20 м вдоль трубопровода от центра области активации при скорости движения жидкого раствора, содержащего индикатор ^{16}N , 50 м/мин и 70 м/мин измерена интенсивность наведенного излучения, соответственно, 2250 мин^{-1} и 3600 мин^{-1} . Длина контура такова, что накоплением остаточной радиоактивности можно пренебречь.

Решение. Определим положение $\bar{\xi}$ по формуле (7.4). Приняв $I_1=I_2=1$, $\tau_{02} \gg 1$, получим выражение

$$\bar{\xi} = x + \frac{v_1 v_2}{\lambda(v_1 - v_2)} \frac{\text{sh } \tau_{a1}}{\text{sh } \tau_{a2}} \ln \frac{I_2}{I_1}.$$

В результате определим $\bar{\xi} = -2,36$ м, т.е. длина радиационного контура от точки измерения до среднего центра активации равна 22,36 м.

Задача № 20. Определить скорость движения жидкого раствора, содержащего ^{36}Cl , если в двух точках, отдаленных от плоскости среднего центра активации на объем 18 и 25 л измерена интенсивность наведенного излучения 1100 мин^{-1} и 950 мин^{-1} , соответственно.

Решение. По формуле (7.10) определим $v_0 = 0,89$ л/мин.

Задача № 21. В процессе нейтронного активационного каротажа геологической скважины применен нейтронный генератор, работающий в режиме периодического включения. В промежутках между включениями регистрируется гамма-излучение нуклида ^{26}Al . Определить минимальную погрешность δ на интервал длины 0,5 м и соответствующую ей скорость движения зонда, если задано: $h=1$, $a=0,2$ м, $I_{\infty} = 5 \times 10^3 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\Phi} = 350 \text{ мин}^{-1}$, $n=p=1$.

Решение. Рассчитаем $b=0,4$ и далее $I_{\Phi}(p+1)/I_{\infty} b p = 0,35$. По графику 1 на рис. 5.2 определим $\tau_{\Pi} = 0,75$. Затем по формуле $v = \lambda L / \tau_{\Pi}$ рассчитаем $v = 0,2$ м/мин. Используя в формуле (5.25) найденные значения

τ_{Π} и u , получим $\delta = 0,02$.

Задача № 22. В активационной установке, анализирующей жидкий мононуклидный раствор в режиме прерывания активации, во время регистрации наведенного гамма-излучения индикатора ^{23}Ne ампульный источник нейтронов, перемещаясь из области активации, находится в удаленном от детектора состоянии. Определить оптимальный объем активируемой порции жидкости V и объем установки V_L , а также количество активационных циклов n , обеспечивающих при суммировании активационного эффекта погрешность измерения интенсивности наведенного излучения $0,02$, если задано: $V = V_L$, $v_0 = 9$ л/мин, $V_0 = 3,5$ л, $I_{\infty} = 10^3$ мин $^{-1}$, $I_{\Phi} = 250$ мин $^{-1}$, $p \rightarrow \infty$.

Решение. Рассчитаем $\tau_a = 0,39$ и далее $I_{\Phi}(p+1)/I_{\infty}\tau_a p = 0,64$. По графику 3 на рис. 5.2 определим $\tau_{\Pi} = 0,72$. Затем из соотношения $V_L = \tau_{\Pi} v_0 / \lambda$ получим $V = V_L = 6,5$ л. Предварительно рассчитаем $I = 379$ мин $^{-1}$ и, используя формулу (5.25), определим $n = 4$.

Задача № 23. Плотность потока тепловых нейтронов точечного источника в жидком мононуклидном растворе изменяется пропорционально функции $\exp(-r/L_e)$, где r — расстояние до источника, $L_e = 5$ см. Определить оптимальные ($\delta \rightarrow$ миним.) радиус и параметр τ_a сферического активатора, в центре которого помещен источник, если $\tau_{e0} = 0,02$. В расчетах принять $\frac{dI_{\Phi}}{dV_0} = 0$.

Решение. По формуле (5.40) или рис. 5.4 определим $r_0/L_e = 2,29$, то есть $r_0 = 11,45$ см. Из соотношения (5.41) получим $\tau_a = 0,5$.

Задача № 24. Плотность потока быстрых нейтронов точечного источника в жидком мононуклидном растворе изменяется пропорционально функции $r^{-2}\exp(-r/L_e)$, где r — расстояние до источника, $L_e = 10$ см. Определить оптимальные ($\delta \rightarrow$ миним.) радиус и параметр τ_a сферического активатора, в центре которого помещен источник, если $\tau_{e0} = 0,1$.

В расчетах принять $\frac{dI_{\Phi}}{dV} = 0$.

Решение. По формуле (5.44) или рис. 5.4 определим $r_0/L_e = 0,98$, т.е. $r_0 = 9,8$ см. Из соотношения (5.41) получим $\tau_a = 0,2$.

Задача № 25. При проведении нейтронного активационного гамма-каротажа бокситов по индикатору ^{26}Al установлено, что фоновое излучение состоит из интенсивности излучения боксита $I_{\Phi 0} = 350 \text{ мин}^{-1}$ и интенсивности излучения активирующего источника, которая зависит от длины зонда и определяется функцией $V \exp(-L/L_{\Phi})$, где $V = 10^6 \text{ мин}^{-1}$, $L_{\Phi} = 0,15$ м. Сумма длин релаксации нейтронного и наведенного гамма-излучения вдоль скважины составляет $L_e + L_{\text{и}} = 0,2$ м. Определить оптимальные длину зонда и скорость каротажа по критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$ при измерениях в двух режимах, когда задано время измерения или длина интервала боксита вдоль скважины, если известно $I_{\infty 0}^{Al} = 2500 \text{ мин}^{-1}$, а при измерении фона принято $p = 1$.

Решение. Рассчитаем:

$$\frac{2I_{\infty 0}^{Al}(L_e + L_{\text{и}})p}{VL_{\Phi}(p+1)} = 3,3 \times 10^{-3}; \quad \frac{I_{\Phi 0}}{V} = 3,5 \times 10^{-4}.$$

Для измерений в режиме заданного времени по номограмме (см. рис. 5.3, а) определим $L/L_{\Phi} = 9,2$. С учетом величины L_{Φ} получим $L = 1,38$ м. Затем по формуле $v = \lambda L$ рассчитаем $v = 0,41$ м/мин.

Для измерений в режиме заданной длины интервала боксита по номограмме (см. рис. 5.3, б) определим $L/L_{\Phi} = 8,5$. Далее получим $L = 1,28$ м. Затем по формуле (5.32) рассчитаем $v = 0,25$ м/мин.

Задача № 26. Небольшое смещение точечного источника изотропно направленного активирующего излучения от центра камеры активации к выходу жидкого раствора (так же детектора от центра камеры регистрации излучения ко входу раствора) приводит к увеличению активационного эффекта. При дальнейшем смещении источника к выходу, а детектора по входу соответствующих камер активационный эффект

уменьшается. Объяснить, почему?

Ответ. При небольшом смещении источника (так же детектора) объем V_L уменьшается, а средняя плотность активирующего потока $\bar{\phi}$ и функция ослабления наведенного излучения W изменяются незначительно. Поэтому в формуле (1.18) преобладающим фактором является уменьшение τ_{II} , что приводит к увеличению I . При дальнейшем смещении источника и детектора, соответственно, $\bar{\phi}$ и W уменьшаются весьма существенно и, несмотря на уменьшение τ_{II} , в формуле (1.18) преобладающим фактором становится уменьшение I_{∞} , что приводит к уменьшению I .

Задача № 27. Определить минимальную δ и соответствующие оптимальные размеры активационной установки, через которую движется со скоростью 8 л/мин жидкий раствор, содержащий делящийся нуклид, если измеряется поток запаздывающих нейтронов индикаторной группы с $\lambda=0,75 \text{ мин}^{-1}$ в режиме $V=V_L$, когда точечный источник активирующего излучения, расположенный в центре сферической области активации, через равные промежутки времени включается и выключается, а нейтроны регистрируются во время отключения. Задано: $p=f=1$, $p \rightarrow \infty$, $I_{\phi}=400 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\infty j}=10^{-2} \bar{\phi} \text{ мин}^{-1}$, $\phi=10^6 \exp(-r/L_0) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, где r - расстояние до источника, $L_0=5 \text{ см}$.

Решение. Рассчитаем $\tau_{e0}=0,012$. По графикам на рис.5.4 определим $r_0/L_0=2,6$, $\tau_a=0,45$. По формуле (5.39) рассчитаем $\bar{\phi}=16,4 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, затем получим $I_{\infty j}=1640 \text{ мин}^{-1}$. Из формулы (5.23) имеем $\tau_{II}=0,74$, т.е. $V_L=V=7,9 \text{ л}$. Используя полученные результаты, определим $V_a=4,8 \text{ л}$, $I_j=729 \text{ мин}^{-1}$, $\delta=0,046$.

Задача № 28. Рассчитать оптимальные ($\delta \rightarrow \text{миним.}$) объем сферической камеры активации и скорость движения жидкого раствора, содержащего нуклид ^{77m}Se , если задано время регистрации активационного эффекта, $V_p=4 \text{ л}$, а плотность потока нейтронного излучения точечного

источника, помещенного в центр камеры, изменяется пропорционально функции $\exp(-r/L_e)$, где r — расстояние до источника, $L_e = 4$ см. Детектор расположен в центре камеры регистрации. Объем жидкости в трубопроводе, соединяющем камеры активации и регистрации, равен 0,4 л.

Решение. Оптимальные параметры определим последовательным приближением, используя формулы (5.40), (5.41) (или графики на рис. 5.4), а также выражение (1.23). Приняв в нулевом приближении $r_{oi}/L_e = 2$, получим следующие результаты:

Номер приближения	r_{oi}/L_e	$V_{ai}, \text{л}$	b_i	τ_{pi}	$v_{oi}, \text{л/с}$	$\tau_{\theta oi}$
0	2,00	1,07	0,31	1,03	0,134	0,019
1	2,40	1,85	0,43	1,07	0,159	0,016
2	2,43	1,92	0,44	1,08	0,160	0,016

Оптимальные параметры получены во втором приближении. Объем камеры активации составляет $2V_a = 3,84$ л.

Задача № 29. Определить оптимальный ($\delta \rightarrow$ миним.) объем сферического активатора, в центре которого размещен точечный источник нейтронного излучения, и скорость передвижения жидкости, содержащей ^{23}Ne , если активационный эффект регистрируется в режиме заданного ее объема; $V_{пр} = 5$ л; $I_{\phi} = 500 \text{ мин}^{-1}$; $f = 1$, $p \rightarrow \infty$, $I_{\alpha} = 10^{-2} \bar{\phi} \text{ мин}^{-1}$; $\phi = 10^6 \exp(-r/L_e) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, где r — расстояние до источника, $L_e = 5$ см.

Решение. Оптимальные параметры определим последовательным приближением по варианту 3 (см. табл. 8.2). Поскольку имеется мононуклид, то примем $\eta = R = 1$ и вместо уравнений (3.6л), (3.6к) воспользуемся соответствующими номограммами на рис. 5.1 и рис. 5.4. Отношение r_{oi}/L_e определим по графику на рис. 5.4. Для расчета $\bar{\phi}_i$ используем формулу (5.39). Параметр τ_{pi} определим по номограмме (см. рис. 5.1). Приняв в нулевом приближении $v_o = 3$ л/мин, получим следующие

результаты:

Номер приближения	v_{oi} , л/мин	τ_{eoi}	r_{oi}/L_e	V_{ai} , л	b_i	$\bar{\varphi}_i$, см ⁻² с ⁻¹	$I_{\infty i}$, мин ⁻¹	$\tau_{\Pi i}$
0	3,0	0,043	1,87	1,71	0,25	$2,64 \times 10^5$	2640	1,73
1	4,0	0,032	2,03	2,19	0,30	$2,38 \times 10^5$	2380	1,77
2	4,2	0,031	2,05	2,25	0,31	$2,35 \times 10^5$	2350	1,77

Оптимальные параметры получены во втором приближении.

Задача № 30. Определить максимально допустимое содержание δ помехи, образующей нуклид ^{26}Al , при активации движущегося ванадиевого концентрата нейтронным излучением точечного источника и гамма-спектральных измерениях интенсивности излучения индикатора ^{52}V в течение 15 мин, если задано: $I_{\infty}^V = 10^4$ мин⁻¹, $I_{\Phi} = 500$ мин⁻¹, $\delta = 0,03$, $p = r = 1$, $a = 0,2$ м, $L = 1,5$ м, $C = KI_{\infty}^{Al}$, где $K = 4 \times 10^{-4}$ % мин. Излучение индикатора регистрируется в первом спектральном канале, помехи - во втором спектральном канале. Спектральные коэффициенты образуют матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & 1,5 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Решение. Рассчитаем параметры по частному случаю варианта 7 (см. табл. 8.2). Положим $f = f_B = 1$, $n_j = 1$. Определим $\Delta = 1$, $b = 0,13$. Из равенств (2.3), (3.6л) получим уравнение

$$\tau_{\Pi} = \frac{\delta^2 I_j^2 R^{-2} t + I_{\Phi}(p+1)p^{-1}}{I_j + 2I_{\Phi}(p+1)p^{-1} + (2 - \lambda_B/\lambda) [\delta^2 I_j^2 R^{-2} t - I_j - I_{\Phi}(p+1)p^{-1}]}$$

которое совместно с равенством (2.14) имеет следующее решение: $\tau_{\Pi} = 1,43$, $R = 1,54$, т.е. $v = 0,193$ м/мин. При этом получим $\eta = 0,25$, $I_{\infty}^{Al} = 29660$ мин⁻¹. Затем определим $\delta = 11,9$ %.

Задача № 31. Оценить минимальную чувствительность определения содержания С фтора в движущихся через активационную установку хвостах флотации процесса обогащения флюоритовых руд по наведенной гамма-радиоактивности нуклида ^{16}N , излучение которого регистрируется 300 с при условии: $p=1$, $r \rightarrow \infty$, $\alpha=0,2$ м, $C=KI_{\infty j}$, где $K=5 \times 10^{-2} \%$. Фон состоит из излучения с постоянной интенсивностью 30 с^{-1} и излучения с интенсивностью, изменяющейся по выражению $VL^{-2} \exp(-L/L_{\Phi})$, где $V=2 \times 10^4 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, $L_{\Phi}=0,25$ м. В расчетах принять величину $I_{\infty j}$ равной трем стандартным статистическим отклонениям ее значения.

Решение. Зададим для минимальной чувствительности $\delta=0,33$. Проведем определения по варианту 4 (см. табл.8.2). Вместо уравнений (3.6и), (3.6м) воспользуемся их частным случаем – уравнениями (5.19), (1.23). Решая их совместно, определим $\tau_{11}=1$, $L=1,66$ м, $v=0,156$ м/с. В уравнении (5.17) положим $I_{\beta}=0$, $R=p=f=1$ и рассчитаем $I_{\infty j}=12,5 \text{ с}^{-1}$. Затем определим $C=0,62 \%$.

Задача № 32. Определить минимальные относительные статистические погрешности δ^{Ne} , δ^{Mg} , δ^{Al} в активационных гамма-спектральных измерениях 100 л жидкого технологического раствора магниевоего производства, движущегося через активационную установку и содержащего нуклиды ^{23}Ne , ^{27}Mg , ^{26}Al , а также минимальные погрешности для этих же нуклидов, достижимые за 30 мин регистрации наведенного излучения, если задано: $I_{\infty}^{Ne}=5 \times 10^3 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\infty}^{Mg}=2 \times 10^3 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\infty}^{Al}=10^4 \text{ мин}^{-1}$, $V_{\alpha}=5$ л, $V_L=11,5$ л, $p=1$, $r \rightarrow \infty$. Номера спектральных каналов соответствуют последовательности представленных нуклидов; $I_{\Phi 1}=900 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\Phi 2}=600 \text{ мин}^{-1}$, $I_{\Phi 3}=400 \text{ мин}^{-1}$. Спектральные коэффициенты образуют матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & 0,8 & 1,2 \\ 0,1 & 1 & 0,5 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Решение. Рассчитаем параметры по частному случаю варианта 3 (см. табл. 8.2). Определим $b=0,43$, $\Delta=0,92$. Из выражений (3.6л), (2.9) в случае заданного объема раствора получим для неона $\tau_{\Pi}=1,53$, $v_o=7,5$ л/мин, $R=1,37$. Далее определим $\eta=0,486$, $t=13,3$ мин, $\delta^{Ne}=0,018$. В случае заданного времени регистрации воспользуемся выражением (3.6м). Определим $\tau_{\Pi}=0,83$, $v_o=13,8$ л/мин, $R=1,37$, $V=414$ л, $\eta=0,432$, $\delta^{Ne}=0,01$. Аналогичные расчеты проведем для магния. Для заданного объема раствора получим $\tau_{\Pi}=1,99$, $v_o=0,41$ л/мин, $R=1,14$, $\eta=0,92$, $t=244$ мин, $\delta^{Mg}=0,0047$. Для заданного времени регистрации получим $\tau_{\Pi}=1,39$, $v_o=0,59$ л/мин, $R=1,16$, $V=17,7$ л, $\eta=0,77$, $\delta^{Mg}=0,012$. В канале алюминия мешающие нуклиды отсутствуют, поэтому $\eta=R=1$. Для заданного объема раствора проведем определения с использованием номограммы (см. рис.5.1). Рассчитаем $\frac{I_{\infty p}}{I_{\infty (p+1)}}=25$. По номограмме определим $\tau_{\Pi}=2,18$. Затем рассчитаем $v_o=1,58$ л/мин, $t=63,3$ мин, $\delta^{Al}=0,0027$. Для заданного времени регистрации из формулы (1.23) получим $\tau_{\Pi}=1,07$. Затем определим $v_o=3,2$ л/мин, $V=96$ л, $\delta^{Al}=0,0034$.

Задача № 33. Определить длину минимального интервала медной руды, пересеченной скважиной, обеспечивающую при непрерывном нейтронном активационном гамма-каротаже относительную статистическую погрешность измерения $\delta=0,05$ для индикатора ^{62}Cu , излучение которого регистрируется в первом спектральном канале, а также максимальную скорость каротажа, достаточную для измерений с той же погрешностью на длине интервала 1 м, если второй канал настроен на интегральную регистрацию излучения помех ^{27}Mg , ^{56}Mn , ^{28}Al . Задано: $a=0,2$ м, $n=p=1$, $I_{\infty j}=5 \times 10^3$ мин $^{-1}$; для помех, соответственно, $I_{\infty}^{Mg}=700$ мин $^{-1}$, $I_{\infty}^{Mn}=3 \times 10^3$ мин $^{-1}$, $I_{\infty}^{Al}=2 \times 10^4$ мин $^{-1}$. Фон в обоих каналах одинаков, состоит из излучения с постоянной интенсивностью 200 мин $^{-1}$ и излучения с интенсивностью, изменяющейся по выражению

Векр $(-L/L_{\Phi})$, где $V=10^6$ мин⁻¹, $L_{\Phi}=0,16$ м. Спектральные коэффициенты образуют матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & 1,28 \\ 0,15 & 1 \end{vmatrix}$$

Решение. Минимальную h определим по варианту 10 (см. табл. 8.2). Задавшись в нулевом приближении $L=200$ см, получим следующие результаты:

Номер приближения	L_i , см	v_i , см/мин
0	200	8,2
1	147	6,1
2	136	5,6
3	135	5,6

По итогам третьего приближения рассчитаем $v_{\Phi}=5,6$ см/мин, $\tau=0,66$, $R=1,82$, $h=53$ см.

Определение максимальной скорости каротажа проведем по варианту 13 (см. табл. 8.2). Приняв в нулевом приближении итог предыдущего расчета, получим следующие данные:

Номер приближения	L_i , см	R_i	v_i , см/мин
0	135	1,82	10,4
1	149	1,80	11,0
2	150	1,79	11,0

Оптимальные результаты получены во втором приближении. Далее считаем $v_{\Phi}=11,0$ см/мин, $\tau=0,43$.

Задача № 34. Проводится непрерывный нейтронный активационный гамма-спектрометрический каротаж медно-цинковых руд, пересеченных скважиной, по методике комбинированных измерений в режиме заданного времени. Активационный зонд содержит два детектора гамма-излучения, удаленных по порядку от источника нейтронов на расстояния L_1

и L_2 . Регистрации излучения первым детектором соответствует параметр паузы τ_{II} , а вторым детектором - параметр τ_{II2} . Определить минимальную δ для индикатора ^{63}Zn , а также соответствующие этому критерию скорость каротажа и размеры L_1 и L_2 , если излучение индикатора совместно с излучением первой помехи ^{62}Cu регистрируется в первом спектральном канале, а излучение третьей и четвертой помехи ^{56}Mn и ^{26}Al регистрируется во втором спектральном канале в течение 20 мин при условии: $K_{2j}=2$; $K_{j2}=0$; $\tau_{II}-\tau_{II2}=-0,5$; $a=20$ см; $f=f_B=n=p=1$; $I_{\infty}^{\text{Zn}}=30000$ мин $^{-1}$, $I_{\infty}^{\text{Cu}}=80000$ мин $^{-1}$; $I_{\infty}^{\text{Mn}}=I_{\infty}^{\text{Al}}=10000$ мин $^{-1}$. Фон в обоих каналах одинаков, состоит из излучения с постоянной интенсивностью $I_{\Phi 0}=300$ мин $^{-1}$ и излучения с интенсивностью, изменяющейся по выражению $\text{Веxр}(-L/L_{\Phi})$, где $\text{В}=10^6$ мин $^{-1}$, $L_{\Phi}=0,16$ м.

Решение. Искомые параметры определим по варианту 1 (см. табл. 8.2), задав вместо h время t . Уравнения (3.6м) и (3.6и) содержат параметры измерения, отнесенные к первому детектору. Представим эти уравнения, соответственно, в виде

$$\frac{1}{\tau_{II}} = 1 + \frac{\sum_B K_{Bj} I_B (\text{бог } b\tau_{II} \lambda_B / \lambda - 1) \lambda_B / \lambda}{I_j + 2 \sum_B K_{Bj} I_B + 2I_{\Phi}(p+1)p} ;$$

$$\tau_{II} = -\ln \frac{\sum_B K_{Bj} I_B (\lambda_B / \lambda - 2) + [\text{Ве}^{-L/L_{\Phi}} (1/\tau_e - 2) - 2I_{\Phi 0}] (p+1) / p}{2 I_{\infty j} \text{sh} \tau_e} .$$

В приведенных выше выражениях \sum_B означает суммирование по мешающим нуклидам, включая ^{62}Cu ($K_{j2}=1$) в первом спектральном канале и ^{56}Mn , ^{26}Al ($K_{2j}=2$) во втором канале. Положив в нулевом приближении при $t=1$ $L_1=200$ см, получим следующие результаты:

Номер приближения	1	2	3	4	5
L_1 , см	200	144	119	117	116
v_1 , см/мин	2,78	2,06	1,71	1,68	1,67

Оптимальные параметры получены в четвертом приближении. Данным результатам соответствует параметр паузы $\tau_{\Pi}=1,25$. Рассчитаем по формуле (2.21) паузные коэффициенты, учитывая, что в условиях скважины $I_{\text{max}j}=I_{\text{max}}$. Представим матрицу комбинированных коэффициентов, соответствующую четырем измерениям интенсивности наведенного излучения,

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 2 & 2 \\ 0,6 & 0,14 & 1,76 & 48 \times 10^{-5} \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0,88 & 24 \times 10^{-5} \end{vmatrix}$$

Затем рассчитаем $R=1,62$, $\gamma=0,58$, $\delta=0,009$, $v_{\Phi}=1,67$ см/мин. При $t=2$ имеем $\tau_{\Pi}=1,75$. Учитывая скорость движения, получаем $L_2=162$ см.

Основным итогом монографии является решение актуальной проблемы - создание метода оптимизации активационных измерений, позволяющего теоретически рассчитать оптимальные режимы и параметры облучения и регистрации наведенного эффекта сложного многонуклидного вещества. Суть метода сводится к решению системы уравнений, удовлетворяющих заданным критериям оптимизации. Метод можно назвать универсальным, поскольку базовые аналитические соотношения, составляющие его основу, одинаковым образом пригодны для любого количества активируемых нуклидов, разных видов облучающего и регистрируемого излучений, а также различных методик регистрации излучения в условиях измерения, включая стационарные и при движении зонда или вещества по контуру со сложной конфигурацией. В результате аналитических исследований получены обладающие новизной теоретические положения оптимизации, указывающие возможность повышения чувствительности активационных определений, снижения статистической погрешности и времени измерений.

Так, для стационарных измерений получены аналитические выражения и построен ряд номограмм, позволяющих определять оптимальные интервалы времени активации t_a и регистрации t излучения короткоживущих и долгоживущих нуклидов. Оптимальные по критерию δ — миним. параметры t_a и t не должны быть ниже значения 1,25, что практически важно при выборе короткоживущего индикатора. Причем эти параметры одинаковы при сравнительно низком постоянном фоне. Данное обстоятельство упрощает организацию многократных измерений при большом

количестве анализируемых препаратов. Кроме того, полученные оптимизационные уравнения позволяют рассчитать оптимальное по этому же критерию время паузы t_{Π} . Отношение интервалов t_a к t , оптимизированных по критерию $t_a \rightarrow \text{миним.}$, равно или больше единицы и изменяется в зависимости от уровня постоянного фона и значения коэффициента α , учитывающего факт регистрации фона, отношение интервалов времени регистрации фона и активационного эффекта, а также количество одновременно активируемых препаратов. При высоком постоянном фоне параметр t меньше значения 1,25. Для долгоживущего индикатора установлено, что отношение t_a/t при низком фоне равно α , а при высоком фоне — 2α , то есть с ростом фона увеличивается в два раза.

Впервые создана теория оптимизации активационных измерений сложных веществ, находящихся в твердом, жидком или газообразном агрегатном состоянии и перемещающихся линейно-поступательно или объемно внутри емкостей, а также существенно расширена возможность оптимизации движущегося зонда. На основе относительно простого аналитического выражения интенсивности наведенного излучения получены оптимизационные по критерию $\delta \rightarrow \text{миним.}$ уравнения, анализ которых показал, что при измерении в режиме заданного времени параметр t_{Π} принимает значения больше 0,5, а при измерении в режиме заданного интервала вещества — больше единицы. При этом установлена зависимость t_{Π} , а значит, и оптимальной скорости движения, от соотношения влияния излучения короткоживущих и долгоживущих нуклидов, уровня постоянного фона. Использование оптимизационных уравнений с учетом функций распределения активирующего и фонового излучения в пространстве позволяет также рассчитать размеры активационной установки или зонда. В частности, для мононуклидного вещества, облучаемого при некоторых условиях точечным источником, получены необходимые для этого аналитические соотношения и номограммы.

Доведение разработки метода до ряда разветвленных методик расчета оптимальных режимов и параметров, названных вариантами оптимизации, облегчает его практическую реализацию. В приведенных для этой же цели практических задачах и их решениях отражены типовые ситуации, встречающиеся при постановке активационных измерений горно-геологических и технологических объектов. Перечень задач не исчерпывает возможности метода оптимизации и, естественно, может быть дополнен с учетом разнообразия технологических условий и методик измерения.

В заключение автор выражает глубокую благодарность член-корреспонденту РАН, доктору технических наук В.И. Уткину, а также доктору технических наук В.В. Бахтереву за ценные рекомендации и замечания при подготовке и редактировании рукописи книги.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Постоянная распада некоторых нуклидов

Нуклид	λ	Нуклид	λ
^{16}N	$0,0943 \text{ с}^{-1}$	^{59}Fe	$0,00064 \text{ ч}^{-1}$
^{20}F	$3,66 \text{ мин}^{-1}$	^{62}Cu	$0,071 \text{ мин}^{-1}$
^{23}Ne	$1,03 \text{ мин}^{-1}$	^{64}Cu	$0,00089 \text{ мин}^{-1}$
^{24}Na	$0,00077 \text{ мин}^{-1}$	^{66}Cu	$0,135 \text{ мин}^{-1}$
^{27}Mg	$0,072 \text{ мин}^{-1}$	^{63}Zn	$0,018 \text{ мин}^{-1}$
^{28}Al	$0,3 \text{ мин}^{-1}$	$^{77\text{m}}\text{Se}$	$2,38 \text{ мин}^{-1}$
^{30}P	$0,277 \text{ мин}^{-1}$	^{87}Sr	$0,25 \text{ ч}^{-1}$
^{38}Cl	$0,0187 \text{ мин}^{-1}$	^{82}Br	$0,02 \text{ ч}^{-1}$
$^{38\text{K}}^{\infty}$	$0,09 \text{ мин}^{-1}$	^{110}Ag	$0,0287 \text{ с}^{-1}$
^{46}Sc	$0,00034 \text{ ч}^{-1}$	^{124}Sb	$0,00048 \text{ ч}^{-1}$
^{52}V	$0,184 \text{ мин}^{-1}$	^{198}Au	$0,01 \text{ ч}^{-1}$
^{56}Mn	$0,0044 \text{ мин}^{-1}$		

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ivenhaur T.L., Morrison G.H. A computer program to optimize times of irradiation and decay in activation analysis // Analytical Chemistry.- 1964.- vol. 36, N6.- P. 1082.
2. Ivenhaur T.L., Evans O.A., Morrison G.H. Computer programs to optimize times of irradiation and decay in multielement activation analysis // Proc. Intern. Conf. on Modern Trends in Activation Analysis, USA, Texas.- see: sn, 1965, P. 123.
3. Егизаров Б.Г., Зюбо В.А., Новиков А.И. Выбор оптимальной аналитической методики при инструментальном активационном анализе //Атомная энергия.- 1968.- Т.24, № 5, - С. 435.
4. Егизаров Б.Г., Корытко Л.А., Селяков Ю.П. Измерительная техника в инструментальном нейтронно-активационном анализе.- М.: Атомиздат, 1972.
5. Егизаров Б.Г., Зюбо В.А., Селютин Р.П. Выбор аналитической методики в инструментальном активационном анализе с учетом чувствительности и статистической точности измерений // Атомная энергия.- 1969.- Т. 27, № 5.- С. 460.
6. Егизаров Б.Г., Зюбо В.А., Селютин Р.П. Выбор аналитической методики в инструментальном активационном анализе с помощью ЭВМ с учетом чувствительности и статистической точности измерений // Ядерно-физические методы анализа вещества. - М.: Атомиздат, 1971.- С. 346-351.

7. Иванов И.Н., Филиппов В.В., Штань А.С. Оптимизация временных параметров и обработка результатов активационного анализа с применением ЭВМ // Ядерно-физические методы анализа вещества. - М.: Атомиздат, 1971. - С. 351-356.
8. Николаевко О.К., Штань А.С. К вопросу о чувствительности определения кислорода методом активации быстрыми нейтронами // Заводская лаборатория. - 1967. - № 9. - С. 1102-1106.
9. Исследование и оптимизация режима многократного облучения в активационном анализе / Гамбарян Р.Н., Иванов И.Н., Филиппов В.В., Штань А.С. // Радиационная техника. - М.: Атомиздат. 1970. - Вып. 4. - С. 151-161.
10. Росляков Н.П. Оптимизация инструментального нейтронно-активационного анализа биологических объектов: Дис... канд. физ.-мат. наук / МИФИ. - М., 1973.
11. Гордадзе Г.П. Оптимизация активационного анализа. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 114 с.
12. Нейтронный активационный анализ в геологии и геофизике / Бланков Е.Б., Бланкова Т.Н., Русяев В.Г. и др. - М.: Наука, 1972. - 328 с.
13. Возжеников Г.С. Активационный анализ в рудной геофизике. - М.: Недра, 1965. - 70 с.
14. Возжеников Г.С. К оптимизации активационных измерений // Атомная энергия. - 1971, Т.31, вып. 5. - С. 526-527.
15. Булашевич Ю.П., Шулятьев С.А. Оптимальные условия непрерывного активационного каротажа // Изв. АН СССР. Серия Геофизика. - 1960. - №2. - С. 253-262.
16. Булашевич Ю.П., Бреднев И.И. Об оптимальных скоростях активационного каротажа // Изв. АН СССР. Серия Физ. Земли. - 1973 - №5. - С. 95-96.

17. Булашевич Ю.П., Сенько-Булатный И.Н. Экспериментальная проверка условий оптимального непрерывного активационного каротажа // Изв. АН СССР. Серия Геофизика. - 1961. - № 4. - С. 541-543.
18. Бреднев И.И. Определение зольности углей в скважинах активационным методом // Тезисы докладов к конференции по итогам научно-исследовательских работ, выполненных в 1968 г. - Свердловск: Изд-во Свердловского горного института, 1969.
19. Карташев Е.Р., Штань А.С. Нейтронные методы непрерывного анализа состава вещества. - М.: Атомиздат, 1978. - 169 с
20. Некоторые закономерности нейтронного активационного анализа состава вещества на транспортёре / Иванов И.Н., Маркун Н.Ю., Казаченков Ю.Н. и др. // Радиационная техника. - М.: Атомиздат. 1970. - Вып. 5. - С. 103-110.
21. Григорьев Л.Н., Чулкин В.А. Активационный анализ в потоке с использованием источников калифорний-252. // Радиационная техника. - М.: Атомиздат. - 1977. - Вып. 15. - С. 99-102.
22. Антонов В.А. Исследование и оптимизация геометрических условий нейтронного активационного анализа. // Применение радионуклидов и ионизирующих излучений в науч. исследованиях и народном хозяйстве: Тез. докл. науч.-техн. конф. - Свердловск: НГО. - 1983. - С. 56-57.
23. Антонов В.А. Нейтронные активационные исследования при оценке качества бокситовых руд (на примере уральских предприятий): Дис... канд. геол.-минер. наук / СГИ - Свердловск, 1984, - 200 с..
24. Антонов В.А., Цивиланов В.Л., Ягодин А.П. Средства ядерно-физического опробования руд и продуктов их переработки // Проблемы автоматизации медной подотрасли: Тез. докл. науч.-техн. конф. - Свердловск: НГО. - 1988. - С. 20.

25. Антонов В.А. Номограммы для активационного анализа.
Свердловск, 1985. - 4 с. (Информ. листок / ЦИТИ. - N 283-85).
26. Антонов В.А. Оптимизация временных интервалов в активационных измерениях // Атомная энергия. - 1988. - Т. 65, Вып.6, - С. 410-417.
27. Антонов В.А. Определение временных интервалов в многократных активационных измерениях // Геофизическая аппаратура. - 1990. - Вып. 93. - С. 74-81.
28. Антонов В.А. Система оптимизации активационных измерений // Атомная энергия. - 1992. - Т. 73, Вып. 6. - С. 482-492.
29. Антонов В.А. Система оптимизации активационных измерений движущихся веществ // Атомная энергия. - 1993. - Т.75, вып. 2. - С. 121-132.
30. А. с. 1602180 СССР, МКИ³ G 01 23/221. Способ активационного анализа состава вещества / Антонов В.А. (СССР). - № 4441477/23-25. - 1988.
31. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды.- М.: Наука, 1981. - 603 с.
32. Прокопчик В.И. Оптимальные условия проведения активационного анализа для непрерывного определения флюорита в потоке пульпы // Атомная энергия. - 1970. - Т. 29, Вып. 1. - С. 50-51.
33. Карташев Е.Р., Чулкин В.Л., Штань А.С. Активационный анализ растворов в потоке // Аппаратура активационного анализа: Труды конф. СЭВ, Будапешт, 1968. - М.: изд-во СЭВ, 1969. - С. 97-107.
34. Карташев Е.Р., Чулкин В.Л., Штань А.С. Автоматический активационный анализ растворов в потоке // Ядерно-Физические методы анализа вещества. М.: Атомиздат, 1971, с. 150-156.

35. Иванов И.Н., Филиппов В.В., Штань А.С. Расчет оптимальных временных режимов в активационном анализе // Радиационная техника. - М.: Атомиздат. - 1969, Вып. 3. - С. 94.
36. Каненкова В.М., Савинец И.А. Применение непрерывного активационного каротажа скважин при разведке флюоритовых месторождений Узбекистана: Информ. сообщ. / ВИЭМС. - М., 1969. - (Сер. Региональная разведочная и промысловая геофизика, N 39).
37. Применение активационного спектрометрического гамма-каротажа по азоту-16 при разведке месторождений флюоритового сырья / Кошелев И.П., Красноперов В.А., Шишакин О.В. и др. // Вопросы рудной геофизики в Казахстане. - Алма-Ата: Казахстан. 1968.
38. Возжеников Г.С., Черепанов Н.А. Оптимизация временных параметров активационного цикла / Ред. ж. изв. в. Геология и разведка. - М., 1988. - 48 с. - Деп. в ВИЭМС 13.10.88, № 649.
39. Черепанов Н.А. Оптимизация временных параметров в активационном анализе: Автореферат дис.... канд. геол.-минер. наук / СГИ. - Свердловск, 1989. - 15 с.
40. Кучурин Е.С., Зараманских Н.М., Гулимов А.В. Некоторые вопросы оптимизации непрерывного нейтронного активационного каротажа. - М.: Деп. ВИНТИ, 1988. - № 1788-В88. - 20. с.
41. Кучурин Е.С., Ахметшин А.М. Условия применения и оптимизации временных и энергетических режимов точечного многоканального нейтронного активационного каротажа при определении содержания меди и цинка в медноколчеданных рудах. - М.: Деп. ВИНТИ, 1988. - № 1798-В88. - 23 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. Интенсивность наведенного излучения	9
1.1. Стационарная активация	9
1.2. Активация в условиях движения	13
1.3. Многократная активация	25
2. Регистрация излучения	30
2.1. Статистическая погрешность измерения	30
2.2. Спектральная регистрация	34
2.3. Неполная спектральная регистрация	36
2.4. Интегральный учет мешающего излучения	37
2.5. Одноканальная и многопаузная регистрация	38
2.6. Комбинированная регистрация	40
3. Минимизация статистической погрешности	44
4. Оптимизационные соотношения для стационарных измерений	48
4.1. Общие соотношения	48
4.2. Частные случаи	66
4.2.1. Минимизация времени измерений при низком постоянном фоне	69
4.2.2. Минимизация времени измерений при высоком постоянном фоне	70

5. Оптимизационные соотношения при условии движения	72
5.1. Общие соотношения	72
5.2. Частные случаи	81
5.3. Соотношения для монокристалла	82
5.3.1. Режим прерывания активации	85
5.3.2. Оптимизация скорости движения и размера зонда	89
5.3.3. Оптимизация режимов объемного движения	93
6. Дополнительные индикаторы	97
7. Определение технологических параметров движения	102
8. Варианты и методика оптимизации	105
8.1. Оптимизация стационарных измерений.	107
8.2. Оптимизация измерений в условиях движения.	116
9. Сопоставление теоретических выводов с результатами других работ.	121
9.1. Стационарные измерения	121
9.2. Измерения в условиях движения	125
10. Практические задачи оптимизации и их решения	138
10.1. Стационарные задачи	138
10.2. Задачи при условии движения	148
Заключение	160
Приложение	163
Список использованных источников	164

Научное издание

Владимир Александрович Антонов

ОПТИМИЗАЦИЯ АКТИВАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Рекомендовано к печати Ученым советом Института
горного дела и НИСО УрО РАН

ЛР № 020764 от 28.03.93 г.

Редактор Н.У. Макарова

НИСО УрО РАН № 149(95)	Подписано в печать 15.12.95	
Формат 60 x 84/16.	Усл. печ. л. 10.6	Уч.-изд. л. 11
Бумага типографская	Печать офсетная	Тираж 150
Заказ № 234		

Институт горного дела УрО РАН

620219, ГСП-936, Екатеринбург, ул. Мамина-Сибиряка, 59

Екатеринбург, ул. Тургенева, 20 АОУТ "Полиграфист"