УДК 550.8:553.08:53/54

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ В ИССЛЕДОВАНИЯХ Г.М. ВОСКОБОЙНИКОВА

Бахтерев В.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В 1950–60-е годы Институт геофизики в Свердловске (ныне – Екатеринбург) был центром разработки методов поиска полезных ископаемых методами гамма-излучения. Для того чтобы методы гамма-излучения могли быть применены на практике, требовалось решить множество теоретических, методических и аппаратурных задач. Г.М. Воскобойников был одним из исследователей, заложивших основы современных методов гамма-спектрометрии. В статье обсуждается вклад Г.М. Воскобойникова в исследования гамма-спектрометрии, в решение проблемы распределения интенсивности и спектра гамма-излучения в однородной излучающей среде, в применение методов гамма-излучения для определения состава горных пород и разведки руд.

Гамма-спектрометрия, радиоактивные элементы, аппаратурный спектр, каротаж.

SOME PROBLEM OF GAMMA-SPECTROMETRY IN RESEARCHES OF GEORGIY M. VOSKOBOYNIKOV

Bakhterev V.V. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. In 1950–60-s the Institute for Geophisics in Sverdlovsk (now – Yekaterinburg) was the ceter for research in gamma-ray method of ore exploration. In order to make gamma-ray method applicable, many theoretical, methodological and hardware problems had to be solved. Georgiy M. Voskoboinikov was one of the researchers who have laid down the foundation for the present-day methods of gamma-logging. The paper analyses the contribution of Georgiy M. Voskoboinikov in research in gamma-spectrometry, solving the gamma-ray spectrum and intensity distribution in homogeneous emitting environment problem, and application gamma-ray method for minerals and ore exploration.

Gamma rays spectral, radio-active elements, apparatus spectrum, logging.

Введение

В 50-е годы 19-го столетия остро стоял вопрос с поисками радиоактивного сырья. Основной метод поисков – радиоактивная разведка столкнулась с рядом трудностей. В теоретических вопросах радиометрии было много неясностей: была неизвестна зависимость регистрируемой интенсивности гамма-излучения естественных излучателей (руд радиоактивного сырья) от состава горных пород и типа индикатора, что являлось существенным препятствием к правильному применению количественных методов разведочной радиометрии; усиленно дискутировалась роль рассеянного гамма-излучения в формировании наблюдаемого эффекта; дискутировалась возможность раздельного определения содержания гамма-излучателей рядов урана и тория в горных породах и рудах и т.д. Исследование этих зависимостей и разработка соответствующих методов геофизической радиометрии велась почти целиком с эмпирических позиций; некоторые чрезмерно упрощенные теоретические соображения в своем большинстве не отражали существа исследуемого явления и не способствовали правильному решению вопроса. В Институте геофизики УФАН СССР (ныне УрО РАН) Г.М. Воскобойниковым было получено теоретическое решение этих вопросов и выполнен теоретический расчет соответствующих количественных зависимостей. Пионерскими результатами, оказавшими существенное влияние на становление и развитие теории и методики гамма-спектрометрии, полученными в этих работах, являются:

– Предложен простой, но практически достаточно точный метод расчета спектрального состава и интенсивности гамма-излучения в зависимости от среднего атомного номера элементов среды. В отличие от вполне строгих, но весьма трудоемких методов расчета, предложенный метод требует сравнительно небольшой затраты труда и в то же время обеспечивает сохранение всех характерных особенностей явле-

ния и приемлемую точность результатов (Воскобойников, 1957а).

– Расчет количественной зависимости между интенсивностью гамма-излучения, регистрируемого конкретным индикатором, и составом естественно-радиоактивной среды. Из данных этой работы следует, в частности, что при заданном содержании излучателя в реально встречающихся рудах регистрируемая интенсивность излучения может изменяться в зависимости от состава руды (для руд радиоактивных элементов – в 2–3 раза) (Воскобойников, 1957б).

– Способ подсчета запасов радиоактивных руд по данным гамма-каротажа. Такой способ основан на связи между площадью каротажной диаграммы и процентным линейным запасом по скважине («теорема о площади»). Теорема первоначально была доказана в лучевом приближении (Булашевич, 1946). Теоретически доказано, что $S = h \cdot I_\infty$, где S – площадь аномального пика гамма-каротажной кривой (мкр/ч·см); h – мощность рудного тела (см); I_∞ – интенсивность гамма-излучения бесконечного пласта (мкр/ч). Отсюда следует, что $S = h \cdot K_{4\pi} \cdot Q$, где $K_{4\pi}$ – коэффициент пересчета при $\omega = 4\pi$. Следовательно, содержание урана в точке пересечения рудного тела скважиной может быть найдено из отношения $Q = S / K_{4\pi} \cdot h$. Однако было не ясно, сохранится ли она при учете рассеянного излучения. В 1955 г. Ю.П. Булашевич показал, что принцип суперпозиции гамма-полей обеспечивает выполнение этой теоремы для случая однородной среды (Булашевич, 1955). В 1960 г. в Известиях АН СССР была опубликована статья Г.М. Воскобойникова «К теории интерпретации данных гамма-каротажа в слоистых средах», в которой дано «спектральное» обобщение теоремы для случая слоистого неоднородного разреза (Воскобойников, 1960). Рассмотрен метод расчета гамма-поля в излучающе-поглощающей слоистой среде путем эквивалентного преобразования заданной среды в среду постоянной плотности. С помощью такого преобразования находится обобщенное выражение теоремы о площади, ограниченной кривой гамма-аномалии, пригодное для подсчета линейного запаса источника излучения в среде переменной плотности. Показано, что в слоистой среде неизменного состава существует вполне строгая прямая пропорциональность между линейным запасом излучателя и интегралом от интенсивности излучения, взятым вдоль линии наблюдений с весом, равным площади среды; при постоянной плотности это соотношение переходит в известную теорему о площади аномалии. В комптоновской области спектра оно с достаточной для практики точностью выполняется в реальных горных породах переменного состава. Статья подвела итог многолетним поискам оптимальной количественной интерпретации поисковых работ. Так называемая «теорема о площади Булашевича-Воскобойникова» позволяла рассчитать линейные запасы урана с учетом плотности среды – различного химического состава.

Другая часть работ посвящена теоретической и экспериментальной разработке физических основ и методов применения гамма-излучения к задачам поиска и разведки нерадиоактивных полезных ископаемых. В работе (Воскобойников, 1957в) развит формальный аппарат диффузионного приближения применительно к решению задач о распространении мягкого гамма-излучения в рассеивающе-поглощающих средах. На основе этого аппарата произведен численный расчет ожидаемого эффекта ослабления рассеянного излучения в двухкомпонентных средах и предложен метод селективного гамма-гамма каротажа (СГГК) для обнаружения и количественного исследования рудных зон в буровых скважинах на месторождениях элементов высокого атомного номера. Решены аппаратурные и методические вопросы. Приведены производственные результаты (Воскобойников, Балашов, Главчев, 1962; Воскобойников, 1965). Показано, что метод селективного каротажа позволяет выделять и количественно исследовать рудные зоны на месторождениях тяжелых металлов (в частности – свинец) со средней

статистической точностью, в благоприятных условиях (при отсутствии мешающих тяжелых элементов) не уступающей точности геологического опробования.

Решены также главные методические и аппаратурные вопросы гамма-гамма каротажа (ГГК) на угольных месторождениях (Воскобойников, Деев, 1956; Булашевич, Воскобойников, 1957; Булашевич, Воскобойников, Музюкин, 1961). Дальнейшее развитие ГГК и СГГК получили в работах В.И. Уткина и Ю.Б. Бурдина (например, Воскобойников, Уткин, Бурдин, 1961 и др.).

Теоретические, методические, аппаратурные, экспериментальные исследования Г.М. Воскобойникова имели принципиальное определяющее значение для общего направления работ. Они, можно сказать, дали старт обширной серии экспериментальных исследований, которые показали вполне удовлетворительное согласие с теоретическими результатами и, вместе с последними, составили основу для разработки стандартной системы исходных параметров и требований к аппаратуре для современной количественной гамма-разведки.

Спектральное распределение гамма-излучения монохроматического источника в однородной среде

При прохождении гамма-квантов через вещество (горные породы) происходит изменение плотности потока частиц и их энергии. По мере удаления от источника на фоне постоянно уменьшающегося количества первичных квантов растет число рассеянных гамма-квантов. Энергия рассеянных гамма-квантов уменьшается в результате каждого акта рассеяния, поэтому доля гамма-квантов малой энергии постоянно возрастает. При малых энергиях гамма-квантов возрастает вероятность фотопоглощения, поэтому в области достаточно низких энергий число рассеянных квантов резко падает. Накопление квантов низких энергий в результате рассеяния и их поглощения при фотоэффекте приводит к образованию максимума в энергетическом спектре рассеянного гамма-излучения. Распределение гамма-квантов в энергетическом спектре непрерывное от максимальной энергии, равной энергии источника, до некоторой минимальной энергии в области интенсивного фотопоглощения (Альфа-…, 1969).

Расчет распределения гамма-излучения в веществе с учетом многократного рассеяния – очень сложная и трудоемкая задача. В работе (Воскобойников, 1957б) она выполнена при решении интегрального уравнения равновесия гамма-излучения в однородной гамма-излучающей среде. Интенсивность и спектральное распределение рассеянного гамма-излучения в однородной среде с равномерным распределением монохроматических источников могут быть определены из интегрального уравнения

$$\frac{I'(E_1,E)}{I_1(E_1)} = \\ = \frac{W(E_1,E)}{\mu(E)} + \frac{1}{\mu(E)}\int_E^{E_1} I'(E_1,E')W(E',E)dE', \quad (1)$$

где $I_1(E_1) = \dfrac{Q(E_1)}{\mu(E_1)}$ – интенсивность первичного (нерассеянного) излучения с энергией квантов E_1; $Q(E_1)$– удельная плотность распределения монохроматических источников, выраженная в единицах (число квантов/с·г); $\mu(E)$ – полный массовый коэффициент ослабления излучения с энергией квантов E (полное макроскопическое сечение взаимодействия в расчете на 1 г среды); $I'(E_1,E)$ – спектральная (дифференциальная) интенсивность рассеянного излучения в единицах (число квантов/см^2·с·МэВ); $W(E_1,E)$ – дифференциальное макроскопическое сечение рассеяния в единицах (см^2/МэВ·г*)* (вероятность образования кванта с энергией от E до $E+dE$ из кванта с энергией E_1 в процессе комптоновского взаимодействия внутри объема, занимаемого одним граммом вещества среды). В дифференциальных параметрах I', W первый аргумент означает энергию первичных, второй – энергию рассеянных квантов.

Дифференциальное эффективное сечение рассеяния определяется формулой Клейна-Нишины-Тамма и имеет вид (Воскобойников, 1962; Воскобойников, Карташов, 1959)

$$W(E_1, E) = \pi \cdot r_0^2 n \left[\begin{array}{l} 1 + \left(\dfrac{E}{E_1} \right)^2 - \\ \dfrac{(E_1 - E)}{E_1^2} + \dfrac{(E_1 - E)^2}{E_1^3 E} \end{array} \right] \frac{1}{E_1 E} , \quad (2)$$

где r_0 – томсоновский радиус электрона; n – число электронов в 1 г вещества среды. Рассчитанные по формуле (2) дифференциальные эффективные сечения рассеяния для различных энергий первичных гамма-квантов приведены на рис. 1.

Физически уравнение (1) устанавливает тот факт, что спектральная интенсивность рассеянных лучей данной энергии в условиях равновесия слагается из спектральной интенсивности вторичных лучей этой энергии, образующихся непосредственно из первичных лучей источника (первый член правой части), и спектральной интенсивности рассеянных лучей, которые образуются в процессе последующего рассеяния вторичных лучей более высоких энергий (второй интегральный член).

С точностью до множителя, обратно пропорционального плотности среды, уравнение (1) определяет также средний спектр (нулевой момент функции распределения) рассеянных квантов от монохроматического источника, произвольно распределенного в конечном объеме безграничной однородной среды.

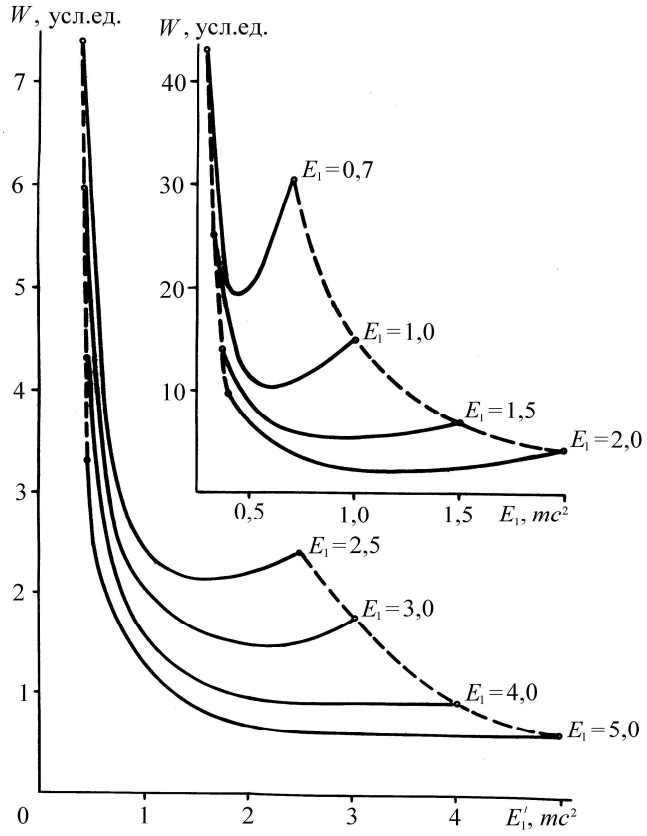


Рис. 1. Дифференциальное эффективное сечение рассеяния гамма-квантов с начальной энергией E_1 в интервале энергий от E' до $E'+\Delta E$. Шифр кривых – энергии первичных гамма-квантов (Воскобойников, 1957а)

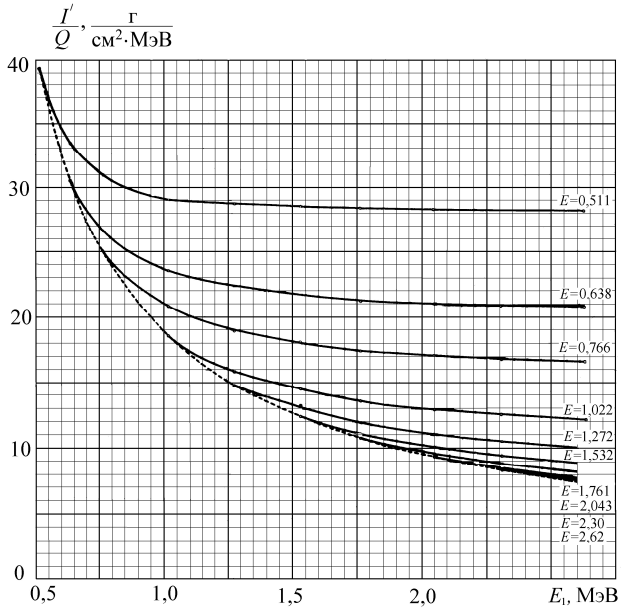


Рис. 2. Зависимость спектральной интенсивности излучения I'/Q (при единичной плотности источника Q) от энергии первичных квантов E_1. Шифр кривых – энергии рассеянных квантов (Воскобойников, 1962)

В процессе решения ряда частных задач радиометрии Г.М. Воскобойников получил численными методами строгое решение этого уравнения в диапазоне энергий первичных и рассеянных квантов от 0,51 до 2,62 МэВ для горных пород среднего атомного состава. Уравнение (1) в работе (Воскобойников, 1962) решено графически. Результаты решения приведены на рис. 2 в виде семейства кривых I'/Q, представляющих спектральную интенсивность излучения (при единичной плотности источника) как функцию энергии первичных квантов E_1; параметром кривых семейства является энергия рассеянных квантов E, значения которой выписаны справа при соответст-

вующих кривых. С помощью этих графиков может быть найдено спектральное распределение и интенсивность рассеянного излучения, создаваемого в однородной среде равномерно распределенными источниками гамма-квантов с произвольной (в рассматриваемом диапазоне) начальной энергией E_1. Для этого достаточно графически построить зависимость I'/Q от параметра E по точкам пересечения кривых семейства с вертикальной прямой, соответствующей заданному значению E_1; значение I' (E_1, E) определяется по точке пересечения той же прямой с пунктирной кривой, соединяющей концы кривых семейства. Значения I'/Q, снятые с графика, умножаются на заданную мощность источника Q; в случае многолинейчатого спектра источника результаты, полученные для отдельных спектральных линий, суммируются при каждом значении E.

Представленное на графиках (рис. 2) решение уравнения (1) получено Г.М. Воскобойниковым для схематизированной горной породы следующего атомного состава (вес. %): O –50, Al – 8, Si – 40, Fe – 2. Этот состав примерно соответствует гранитам (Воскобойников, 1962).

На рис. 3 приведена рассчитанная нами кривая спектрального распределения гамма-излучения в однородной среде от источника Al^{28}.

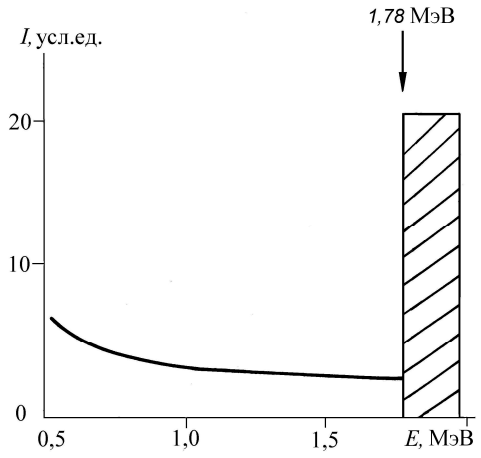


Рис. 3. Спектральное распределение гамма-излучения точечного источника Al^{28} в однородной рассеивающей среде (Бахтерев, Сенько-Булатный, Харус, 1977)

Спектр вторичных электронов в кристалле NaJ(Tl)

В сцинтилляторе под действием гамма-квантов возникают вторичные β-частицы: фотоэлектроны от первичных лучей, фотоэлектроны от непрерывного спектра (рассеянных лучей), комптон-электроны от первичных лучей и от непрерывного спектра, электрон-позитронные пары. Сцинтилляционный счетчик (фосфор) в соединении с фотоэлектрическим умножителем дает электрические импульсы, амплитуда которых пропорциональна энергии вторичных электронов.

Плотность распределения фотоэлектронов от непрерывного спектра ($N'_ф$) и число монохроматических фотоэлектронов ($N_ф$) получаем умножением массового коэффициента фотопоглощения $\tau(E)$ в кристалле NaJ(Tl) соответственно на I' и I:

$$N'_ф = I' \cdot \tau(E); N_ф = I \cdot \tau(E). \qquad (3)$$

Энергия β-частиц принята равной энергии гамма-квантов за вычетом энергии ионизации йода в K-оболочке, равной 33 кэВ. Принимая во внимание, что при комптоновском взаимодействии $E_β = E_1 - E'$, находим количество комптон-электронов от первичных лучей ($N_к$) и непрерывного спектра ($N'_к$) из выражений:

$$N_к = W(E_1, E)I_1,$$
$$N'_к = \int_{E_{min}}^{E_1} W(E', E)I'(E')dE. \qquad (4)$$

Максимальная энергия электронов связана с энергией падающих гамма-квантов соотношением (Альфа-…, 1969)

$$E_β^{max} = \frac{2E^2}{1+2E}\cdot \qquad (5)$$

В выражении (5) $E_β^{max}$ и E соответственно энергии электронов и квантов в единицах mc^2. Энергия β-лучей изменяется от 0 до $E_β^{max}$. При энергии E_1>2 mc^2 возможно образование дополнительных пиков, связанных с возникновением пары электрон-позитрон. Число таких пар определяем следующим образом: $N_п = I_1\chi$, где χ – коэффициент образования электрон-позитронных пар в кристалле NaJ(Tl).

При расчете спектров β-частиц не учитываются краевые эффекты у границ сцинтиллятора и многократные взаимодействия гамма-квантов в веществе фосфора. Поэтому наиболее точные результаты получаются для сцинтилляторов изометрической формы и весом 50–100 г. Для очень больших сцинтилляторов точность расчетов понижается, так как для них существенное значение приобретает двукратное взаимодействие гамма-квантов (Воскобойников, Карташов, 1959). Амплитудное распределение импульсов, регистрируемых сцинтилляционным гамма-спектрометром, зависит от ширины окна.

Пример расчета спектрального распределения гамма-излучения в однородной среде от равномерно распределенного источника Al^{28}

Интенсивность первичного излучения. Интенсивность гамма-квантов определенной энергии, испускаемых ядром, определяется следующим образом

$$I = \frac{1}{4\pi}\int_V Q\exp(-\mu\cdot r)dV = Q/\mu,\ \text{квант/мин·см}^2,$$

где $Q = N\lambda\rho\nu$ – мощность источника; N – число атомов в 1 г породы; λ – постоянная распада Al^{28}; ρ – процентное содержание алюминия в породе; ν – выход гамма-квантов на распад.

Для упрощения коэффициент пропорциональности положим равным единице $N\lambda\rho\nu = 1$, тогда $Q = \nu$ квант/мин·г; μ – массовый коэффициент поглощения гамма-квантов, зависящий от энергии фотона и от поглощающего вещества (горной породы). E = 1,78 МэВ; μ = 0,046; ν = 1, тогда $I(1{,}78) = 1/0{,}046 = 21{,}7$ квант/мин·см^2.

Спектральная интенсивность рассеянного излучения. Значения I'/Q для 1,78 МэВ сняты с рис. 2 и приведены в табл. 1. На рис. 3 дано рассчитанное нами спектральное распределение гамма-излучения в однородной среде от равномерно распределенного источника Al^{28}.

Спектр вторичного β-излучения (аппаратурный спектр)

Спектр вторичных β-лучей, образующихся в кристалле NaJ под действием гамма-излучения Al^{28}, приведен на рис. 4. Плотность распределения фотоэлектронов ($N'_ф$) от непрерывного спектра и число монохроматических фотоэлектронов ($N_ф$) получаем умножением массового коэффициента фотопоглощения в кристалле NaJ со-

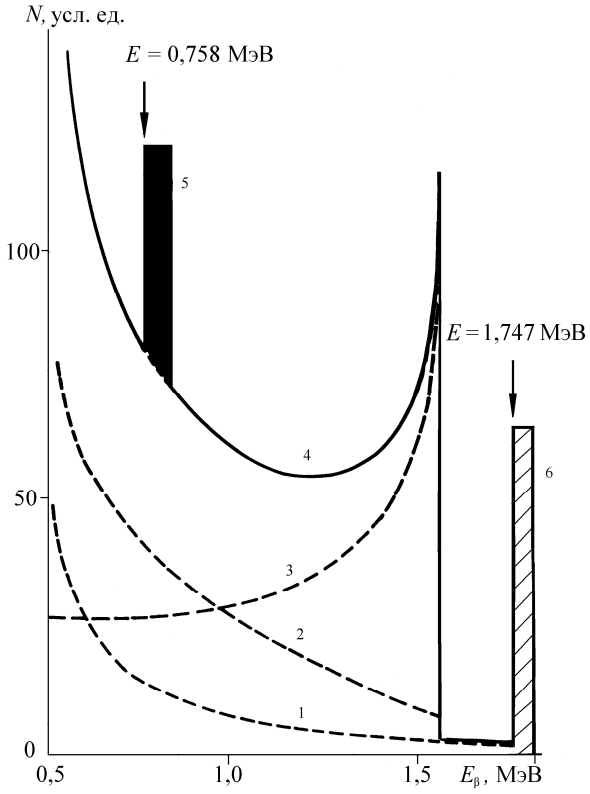


Рис. 4. Спектр вторичных β-лучей, образующихся в кристалле NaJ(Tl) под действием гамма-излучения Al^{28}: 1 – фотоэффект от непрерывного спектра; 2 – комптон-эффект от рассеянных лучей; 3 – комптон-эффект от первичных лучей; 4 – суммарная плотность β-частиц в непрерывном спектре (сумма ординат кривых 1–3); 5 – фотоэффект от первичных гамма-квантов; 6 – эффект приближенно монохроматических пар электрон-позитрон, образующихся за счет первичных гамма-квантов. Истинная энергия частиц отмечена стрелками

Таблица 1. Порядок расчета спектральной интенсивности рассеянного излучения

E, МэВ рассеянных квантов	0,511	0,638	0,766	1,022	1,277	1,532	1,78
I'/Q для 1,78 МэВ	28,3	21,3	17,4	13,5	11,8	10,9	10,5
I' квант/мин·см^2	28,3	21,3	17,4	13,5	11,8	10,9	10,5

Таблица 2. Расчет фото-эффекта от рассеянных гамма-квантов

E'_γ, МэВ (рассеянные)	0,511	0,638	0,766	1,022	1,277	1,532	1,78
E_β, МэВ	0,478	0,605	0,733	0,989	1,244	1,499	1,747
I'/Q	28,3	21,3	17,4	13,5	11,8	10,9	10,5
I'	28,3	21,3	17,4	13,5	11,8	10,9	10,5
$\tau \cdot 10^2$	1,44	0,87	0,56	0,29	0,20	0,16	0,13
$N'_\phi \cdot 10^2$	40,75	18,50	9,75	3,92	2,36	1,75	1,36

ответственно на I и I'. Энергия β-частиц принята равной 33 кэВ.

Фотоэффект от первичных лучей равен: $N_\phi = I \cdot \tau$ (для E = 1,747 МэВ); I = 21,7; τ = 0,0015; N_ϕ = 21,7×0,0015 = = 0,0325 квант/мин·г.

Фотоэффект от непрерывного спектра $N'_\phi = I' \cdot \tau(E')$ приведен в табл. 2.

Комптон-эффект от первичных лучей. Принимая во внимание, что при комптоновском взаимодействии энергия β-частиц $E_\beta = E_1 - E'$ (E_1 – энергия первичных квантов; E' – энергия рассеянных лучей), находим количество комптон-электронов от первичных лучей $N_к$ и непрерывного спектра $\sum N'_к$.

Комптон-эффект от первичных лучей $N_к = W(E_1, E) \cdot I$.

$E_1 = 1{,}78$ МэВ $= 3{,}49\ mc^2$; $I = 21{,}7$.

$E_{\gamma(\min)} = E_1/(1+2E_1) = 3{,}49/(1+2\cdot 3{,}49) = 0{,}437 mc^2$.

$E'_{\gamma(\min)} = 0{,}222$ МэВ.

$E_{\beta(\max)} = 3{,}490 - 0{,}437 = 3{,}053\ mc^2$.

E_β изменяется от 0 до $E_{\beta(\max)}$; E'_γ изменяется от E_1 до $E'_{\gamma(\min)}$.

Результаты расчета комптон-эффекта от первичных лучей даны в табл. 3.

Комптон-эффект рассеянных лучей. Количество комптон-электронов от непрерывного спектра $\sum N'_к$ равно

$$\sum N'_к = \int_{E_{\min}}^{E_1} W(E', E) \cdot I'(E') dE'.$$

$$\sum N'_к = W(0{,}511, E) \cdot I'(0{,}511) \cdot \Delta E_1 +$$
$$+ W(0{,}638, E) \cdot I'(0{,}638) \cdot \Delta E_2 + \ldots$$
$$+ W(1{,}664, E) \cdot I'(1{,}664) \cdot \Delta E_{(n-1)} +$$
$$+ W(1{,}78, E) \cdot I'(1{,}78) \cdot \Delta E_n,$$

где

$\Delta E_1 = [(0{,}511 + 0{,}638)/2] - E_{\min} =$
$= 0{,}575 - 0{,}223 = 0{,}352$;

$\Delta E_2 = [(0{,}638 + 0{,}766)/2] - [(0{,}511 + 0{,}638)/2] =$
$= 0{,}702 - 0{,}575 = 0{,}127$;

……

$\Delta E_n = 1{,}780 - [(1{,}780 + 1{,}664)/2] =$
$= 1{,}780 - 1{,}722 = 0{,}058$.

Каждое слагаемое $N'_к$ суммы $\sum N'_к$ рассчитывается так же, как и эффект от первичных лучей. Исходные данные для расчета приведены в табл. 4.

Таблица 3. Результаты расчета комптон-эффекта от первичных лучей

$E_\beta(mc^2)$	E_β(МэВ)	$E'_\gamma(mc^2)$	$W(E_1 = 3{,}49\ mc^2) \cdot 10^2$	$N_к$
1,0	0,511	2,49	1,16	0,252
1,2	0,613	2,29	1,16	0,252
1,4	0,715	2,09	1,16	0,252
1,6	0,818	1,89	1,20	0,261
1,8	0,920	1,69	1,25	0,271
2,0	1,022	1,49	1,32	0,286
2,2	1,124	1,29	1,43	0,310
2,4	1,227	1,09	1,63	0,354
2,6	1,327	0,89	1,98	0,430
2,8	1,430	0,69	2,60	0,565
3,053	1,560	0,437	5,00	1,085

Таблица 4. Исходные данные для расчета комптон-эффекта рассеянных гамма-квантов

E'_γ(МэВ)	$E'_\gamma(mc^2)$	$E_{\gamma\min}(mc^2)$	$E_{\beta\max}(mc^2)$	I'
0,511	1	0,333	0,667	28,3
0,638	1,25	0,357	0,893	21,3
0,766	1,50	0,375	1,125	17,4
0,895	1,75	0,388	1,362	14,9
1,022	2,00	0,400	1,600	13,5
1,150	2,25	0,409	1,841	12,5
1,277	2,50	0,417	2,083	11,8
1,407	2,75	0,420	2,330	11,2
1,532	3,00	0,425	2,575	10,9
1,664	3,25	0,432	2,818	10,7
1,780	3,49	0,437	3,053	10,5

В качестве примера приводим расчет комптон-эффекта от рассеянных лучей с энергией 1,022 МэВ. Из табл. 4 имеем:
$E'_\gamma = 1{,}022$ МэВ $= 2{,}00\ mc^2$; $E_{\beta\max} = 1{,}60\ mc^2$; $\Delta E = 0{,}120$ МэВ; $I'(E' = 1{,}022) = 13{,}5$. Схема расчета видна из табл. 5.

Суммирование значений $N'_к(E')$ для всех энергий E', приведенных в табл. 4, производим графически.

Электрон-позитронные пары. При взаимодействии гамма-излучения с атомными ядрами возможно возникновение пары электрон-позитрон за счет поглощения энергии фотона. Возникновение пар сопровождается, так же как и фотоэффект, полным поглощением гамма квантов.

Этот процесс наблюдается только при поглощении гамма-квантов с энергией не менее 1,022 МэВ.
$N_п(E_1 - 1{,}022) = N_п(0{,}758\ \text{МэВ}) = I \cdot \chi$,
где χ – массовый коэффициент образования пар в кристалле NaJ.
$\chi = 0{,}0015$ см^2/г; $I = 21{,}7$;
$N_п = 0{,}0015 \cdot 21{,}7 = 0{,}0326$ квант/мин·г.

Аппаратурные спектры гамма-излучения активированных нейтронами радиоактивных элементов

Необходимость в таких расчетах возникает при разработке гамма-спектрометрических методик ядерно-геофизических методов поисков и разведки полезных ископаемых. Особое значение они приобретают при разработке методик гамма-спектрометрического нейтронного активационного каротажа (НАК) (Сенько-Булатный, Бахтерев, 1971; Сенько-Булатный, Бахтерев, Харус, 1971).

Опираясь на работы Г.М. Воскобойникова, Бахтерев В.В., Сенько-Булатный И.Н., Харус Р.Л. описали методику расчета аппаратурных гамма-спектров и рассчитали гамма-спектры нескольких десятков радиоактивных изотопов, интересных с точки зрения постановки спектрометрического НАК (Бахтерев, Сенько-Булатный, Харус, 1977).

При этом имелось в виду, что источники гамма-излучения, образующиеся в ре-

Таблица 5. Схема расчета комптон-эффекта от рассеянных гамма-квантов

Энергия рассеянных γ-квантов (от $E = 1{,}022$ МэВ) $E'_\gamma(mc^2)$	2,00	1,50	1,00	0,80	0,60	0,40
E_β, mc^2	0	0,5	1,0	1,2	1,4	1,6
E_β, МэВ	0	0,255	0,511	0,613	0,715	0,817
$W(E' = 2{,}00\ mc^2) \cdot 10^2$	3,1	3,2	3,3	3,7	4,9	9,7
$N'_к(E' = 2{,}00\ mc^2)$	5,36	5,53	5,71	6,40	8,47	16,79

зультате облучения горных пород нейтронами, распределены в среде неравномерно. Размер локальной области определяется глубинностью ядерного метода. Радиус области вокруг источника быстрых нейтронов, в которой образуются радиоактивные изотопы, и определяющий глубинность НАК, является величиной переменной и, например, для медноколчеданных месторождений оценивается в 10–25 см в зависимости от химического и минералогического состава руд. В этом случае соотношение, которое устанавливается между первичным и рассеянным излучением, иное, чем при равномерном распределении источников в однородной безграничной среде. Предполагалось оценить правомерность использования методики расчета спектров, разработанной Г.М. Воскобойниковым для случая равномерного распределения источников в однородной рассеивающей среде, также на случай неравномерного локального распределения источников, образующихся в результате облучения горных пород нейтронами (Бахтерев, 1985).

С этой целью по методике Г.М. Воскобойникова рассчитаны спектральные распределения гамма-излучения K^{40}, Al^{28}, Cl^{38}, Co^{60} в однородной рассеивающей среде и их аппаратурные спектры. Аппаратурные спектры гамма-излучения этих же изотопов получены экспериментально для трех различных случаев распределения источников в среде. Первый случай – распределение изотопа K^{40} в гранитах в их естественном залегании – случай равномерного распределения источников в однородной безграничной рассеивающей среде. Второй случай – неравномерное локальное распределение радиоактивных изотопов Al^{28}, Cl^{38}, образующихся за счет Al^{27} и Cl^{37}, содержащихся в горных породах, по (n,γ)-реакции. Третий, предельный случай – точечный источник Co^{60}. Гамма-спектры K^{40}, Al^{28}, Cl^{38} измерены в условиях скважины диаметром 76 мм и заполненной водой. Диаметр скважинного снаряда 60 мм. Детектор гамма-излучения – кристалл йодистого натрия размером 30х70 мм, ФЭУ-13. Анализатор импульсов – АИ-128. При изучении спектра гамма-излучения Co^{60} расстояние между источником и детектором было равно 50 мм. Теоретически рассчитанные и полученные экспериментально спектры сопоставлены (рис. 5, 6).

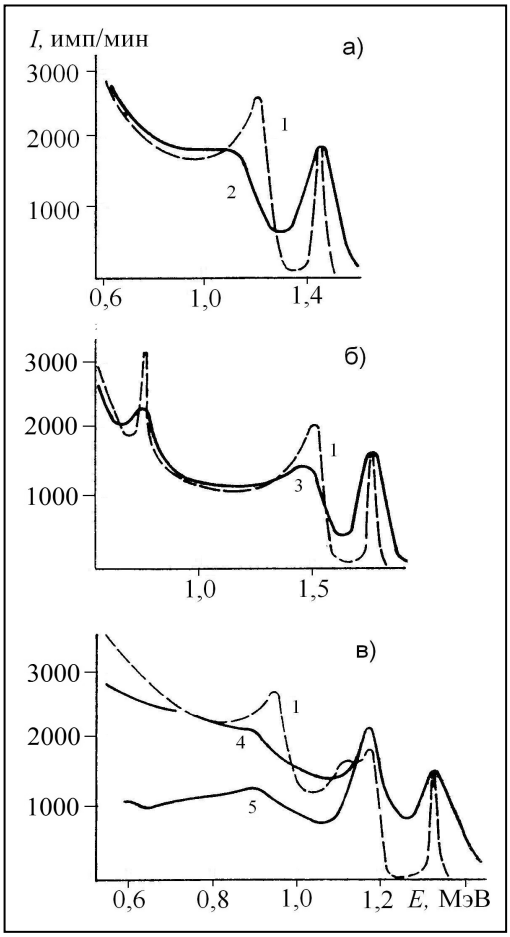


Рис. 5. Аппаратурные спектры гамма-излучения K^{40} (а), Al^{28} (б), Co^{60} (в). Ширина окна 25 кэВ (Бахтерев, 1985): 1 – теоретический расчет; 2–5 – экспериментально полученные аппаратурные спектры

Установлена хорошая сходимость спектров K^{40}, Al^{28}, Cl^{38}. И только для Co^{60} вид экспериментально полученного спектра в области энергий ниже первичного излучения существенно отличается от спектра, рассчитанного теоретически. Это понятно, так как здесь в кристалл попадает почти коллимированное первичное излучение. Но уже свинцовый экран толщиной 50 мм, установленный между источником и детектором, резко меняет вид аппаратурного спектра, приближая его к спек-

тру, рассчитанному теоретически для среды с равномерно распределенными источниками. При ширине окна 25 кэВ на спектрограммах, полученных как теоретически, так и экспериментально, отчетливо проявляются спектральные особенности гамма-излучения изучаемых радиоактивных изотопов. С увеличением ширины окна картина распределения импульсов аппаратурного спектра сильно сглаживается и сходимость теоретически рассчитанного и экспериментально полученного спектров оказывается достаточно тесной (рис. 6).

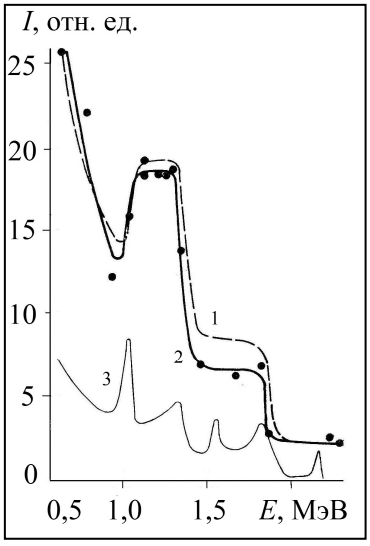


Рис. 6. Аппаратурный спектр гамма-излучения Cl^{38}. Ширина окна 200 кэВ (Бахтерев, 1985): 1 – теоретический расчет; 2 – экспериментально полученный спектр гамма-излучения (темные кружки – значения интенсивности гамма-излучения, измеренные в определенной энергетической области); 3 – теоретический расчет с шириной окна 25 кэВ

Методика широко использована при разработке спектрометрического активационного каротажа на месторождениях различных полезных ископаемых. Теоретические расчеты, подтвержденные экспериментальными исследованиями, выполненными непосредственно в условиях разведочных скважин, показали, что относительный вклад гамма-излучения изучаемого изотопа в суммарную величину наведенного гамма-излучения резко увеличивается при измерении в определенных энергетических интервалах спектра. На основании теоретических расчетов и минимальном объеме экспериментов определены оптимальные энергетические режимы НАК на месторождениях меди, бокситов (Сенько-Булатный, Бахтерев, Харус, 1967; Сенько-Булатный, Бахтерев, 1971).

Позднее появились способы расчета аппаратурных спектров методом Монте-Карло с использованием ЭВМ. Однако методика Г.М. Воскобойникова позволила получить качественно правильное представление о спектральном распределении гамма-излучения гораздо быстрее и проще.

Развитие идей и разработок Г.М. Воскобойникова применительно к нейтронному активационному каротажу

Разработка теоретических вопросов геофизической радиометрии и на их основе новых методов радиометрических измерений с целью определения вещественного состава горных пород, поисков и разведки месторождений как радиоактивных, так и не радиоактивных полезных ископаемых оказали существенное влияние на становление и развитие методов не только при поисках радиоактивных руд. Основной источник затруднений при количественной интерпретации радиометрических методов (гамма-разведки, нейтронного активационного каротажа) – нелинейный характер зависимости излучения как естественных излучателей (Воскобойников, 1957б), так и наведенного гамма-излучения (Булашевич, Воскобойников, Музюкин, 1961) от концентрации определяемого химического элемента и переменного химического и минералогического состава среды.

В активационном каротаже содержание искомого элемента по величине интенсивности гамма-излучения его радиоактивного изотопа, образующегося в результате облучения нейтронами, равно $P = I / K$. Здесь I – измеряемая интенсивность гамма-излучения; K – пересчетный коэффициент, представляющий собой интенсивность гамма-излучения радиоактивного изотопа, полученную при активации руды с содержанием меди 1% и приведенную к стандартным условиям. Величина измеряемой интенсивности зависит от ряда факторов, в том числе от химического и минералогиче-

ского состава среды. Теоретические расчеты, подтвержденные скважинными исследованиями (Сенько-Булатный, Бахтерев, 1967; 1971), показали, что величина пересчетного коэффициента, являясь главным образом функцией суммарного содержания в медноколчеданных рудах меди, железа, цинка ($P_{\Sigma} = P_{Cu} + P_{Fe} + P_{Zn}$), изменяется более чем 20 раз при переходе от вкрапленных руд к массивным. Поэтому количественная интерпретация диаграмм АК сводится к выбору величины пересчетного коэффициента, соответствующей данному интервалу разреза. Это приводит к необходимости регистрации дополнительного физического параметра, также являющегося функцией P_{Σ}. Теоретически и экспериментально установлено, что для колчеданных месторождений таким параметром является интенсивность рассеянного гамма-излучения, регистрируемая при проведении как селективного, так и плотностного гамма-гамма каротажа. При этом, как показали наши исследования, для подавляющего большинства руд лучшей является связь величины пересчетного коэффициента с интенсивностью рассеянного гамма-излучения, измеряемого при постановке селективного гамма-гамма каротажа (Сенько-Булатный, Бахтерев, Харус, 1971; Бахтерев, Сенько-Булатный, 1974; Бахтерев, 1987). При селективном гамма-гамма каротаже использована его модификация, при которой спектральная интенсивность рассеянного гамма-излучения регистрируется в области 65–80 кэВ. В указанном диапазоне энергий при переходе от сплошной медной руды к вмещающей породе (порфирит, диорит) спектральная интенсивность увеличивается в 30–40 раз. Кроме того, экспериментальные исследования показали, что использование спектрометрии предпочтительнее перед интегральным вариантом.

Преимущество селективного гамма-гамма каротажа в данном случае состоит в том, что измеряемая здесь интенсивность гамма-излучения зависит как от плотности, так и от эффективного атомного номера среды. Кроме того, в селективном гамма-гамма каротаже при использовании источников мягкого гамма-излучения можно более полно экранировать детектор от прямого облучения и получать более четкие аномалии (Воскобойников, Балашев, Главчев, 1962).

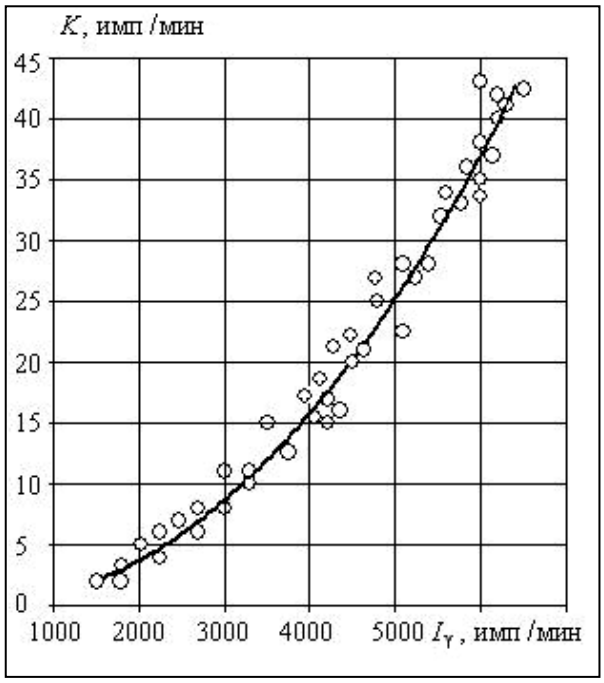


Рис. 7. Корреляционная связь между величиной пересчетного коэффициента и интенсивностью рассеянного гамма-излучения. Кружки – наблюденные значения *K=f(Iγ)*, сплошная линия – кривая корреляции

На рис. 7 приведена полученная экспериментально на различных колчеданных месторождениях Урала и Башкирии корреляционная зависимость между величиной пересчетного коэффициента (K, имп/мин) и интенсивностью рассеянного гамма-излучения, измеренной при постановке селективного гамма-гамма каротажа (I_γ, имп/мин). Пересчетный коэффициент устанавливается в результате опытных исследований на месторождении путем сопоставления измеренных в процессе активационного каротажа интенсивностей гамма-излучения меди с данными геологического опробования керна. Корреляционное отношение $\eta(I_\gamma / K)$(Белинский и др., 1965), характеризующее тесноту корреляционной зависимости K от I_γ, равно 0,90. Корреляционное уравнение, устанавливающее связь между экспериментально полученными

значениями K от I_γ (рис. 7), вычисленное по способу Чебышева (Митропольский, 1971), имеет вид $K = 0{,}038I_\gamma^2 + 0{,}205I_\gamma - 0{,}038$ с погрешностью σ = ±1,0%. Среднее значение пересчетного коэффициента, равное 25 имп/мин, определяется с относительной погрешностью ±4%. Новые экспериментальные данные, полученные на других месторождениях (изучено порядка 20 месторождений), подтвердили зависимость $K = f(I_\gamma)$, приведенную на рис. 7.

Оценивая величины погрешностей в определении пересчетного коэффициента, необходимо иметь в виду, что в измеряемые величины здесь не вводились никакие поправки на переменные скважинные условия, а данные геологического опробования принимались за истинные. Между тем, как это было показано неоднократно, например, в работах (Воскобойников, Балашев, Главчев, 1962; Бахтерев, Сенько-Булатный, Ахметшин, 1974), допущение об абсолютной достоверности данных геологического опробования оказывается неверным. Тем не менее, только использование зависимости $K = f(I_\gamma)$ при количественной интерпретации гамма-спектрометрического активационного каротажа позволило получить результаты не менее достоверные по сравнению с данными геологического опробования.

Литература

Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969. Вып. 1. 567 с.

Бахтерев В.В. Экспериментальная проверка теории расчета спектра жесткого гамма-излучения радиоактивных изотопов, распределенных в горных породах // Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985. С. 30–32.

Бахтерев В.В. Исследование влияния переменного химического состава медных руд на измеряемую величину интенсивности гамма-излучения при нейтронной активации для повышения точности количественных определений меди // Ядерно-геофизические и геотермические исследования: Сб. науч. трудов. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987. С. 55–64.

Бахтерев В.В., Сенько-Булатный И.Н. Комплекс ядерно-геофизических методов каротажа для определения содержания меди в скважинах // Разведка и охрана недр. 1974. № 2. С. 39–43.

Бахтерев В.В., Сенько-Булатный И.Н., Ахметшин Б.Х. Ядерно-геофизический метод бескернового определения меди в рудах колчеданных месторождений (методика и опыт применения) // Региональная, разведочная и промысловая геофизика. М.: ВИЭМС, 1974. Вып. 2. С. 18–29.

Бахтерев В.В., Сенько-Булатный И.Н., Харус Р.Л. К методике расчета спектра вторичного бета-излучения в кристалле йодистого натрия // Экспресс-информация. Серия: региональная, разведочная и промысловая геофизика. М.: ВИЭМС, 1977. № 5. С. 15–27.

Белинский В.А., Колихман И.Л., Майоров Л.Е., Митькин А.М. Высшая математика с основами математической статистики. М.: Высшая школа, 1965. 285 с.

Булашевич Ю.П. К теории интерпретации радиоактивных аномалий // Изв. АН СССР, серия географическая и геофизическая. 1946. № 5. С. 69–73.

Булашевич Ю.П. Об аномалиях в случае пластообразных возмущающих тел // Изв. АН СССР, серия геофизическая. 1955. № 3. С. 270–274.

Булашевич Ю.П., Воскобойников Г.М. Гамма-гамма каротаж на угольных месторождениях Урала и возможность бескернового бурения части разведочных скважин // Изв. АН СССР, серия геофизическая. 1957. № 1. С. 109–112.

Булашевич Ю.П., Воскобойников Г.М., Музюкин Л.В. Каротаж на рудных и угольных месторождениях с применением источников гамма-лучей и нейтронов // Радиоактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР. М.: Гостоптехиздат, 1961. С. 75–77. (Тр. Всес. совещ. в г. Риге. Т. 4).

Воскобойников Г.М. Интегральные уравнения и приближенные формулы для расчета интенсивности гамма-излучения в однородной излучающей среде // Геофизиче-

ский сборник. Свердловск, 1957а. № 2. С. 152–161. (Тр. ГГИ УФАН СССР. Вып. 30).
Воскобойников Г.М. Интенсивность гамма-излучения в однородной излучающей среде // Геофизический сборник. Свердловск, 1957б. № 2. С. 162–172. (Тр. ГГИ УФАН СССР. Вып. 30).
Воскобойников Г.М. Теоретические основы селективного гамма-гамма-каротажа // Изв. АН СССР, серия геофизическая. 1957в. № 3. С. 351–362.
Воскобойников Г.М. К теории интерпретации данных гамма-каротажа в слоистых средах // Изв. АН СССР, серия геофизическая. 1960. № 2. С. 263–270.
Воскобойников Г.М. Спектр гамма-излучения монохроматического источника в однородной рассеивающей среде (численные данные) // Геофизический сборник. Свердловск, 1962. № 3. С. 3–5. (Тр. Ин-та геофиз. УФАН СССР. Вып. 2).
Воскобойников Г.М. Каротажный снаряд с автономно перемещающимся выносным блоком // Методические вопросы рудной геофизики Урала: Геофизический сборник. 1965. № 4. С. 207–211. (Тр. Ин-та геофиз. УФАН СССР. Вып. 3).
Воскобойников Г.М., Балашев В.Н., Главчев П.А. К вопросу о количественных определениях содержания тяжелых металлов по данным селективного каротажа // Геофизический сборник. Свердловск, 1962. № 3. С. 47–55. (Тр. Ин-та геофиз. УФАН СССР. Вып. 2).
Воскобойников Г.М., Деев Л.Л. Плотностной каротаж углеразведочных скважин // Разведка и охрана недр. 1956. № 10. С. 38–46.
Воскобойников Г.М., Карташов Н.П. К вопросу о спектрометрических исследованиях гамма-излучения естественных излучателей // Атомная энергия. 1959. Т. 6. Вып. 1. С. 42–48.
Воскобойников Г.М., Уткин В.И., Бурдин Ю.Б. Спектральные методы определения природы аномалий селективного каротажа // Изв. АН СССР, серия геофизическая. 1961. № 8. С. 1141–1149.
Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. М.: Наука, 1971. 576 с.
Сенько-Булатный И.Н., Бахтерев В.В. К вопросу бескерновых количественных определений меди в рудах гамма-спектрометрическим активационным каротажем // Ядерно-геофизические исследования: Геофизический сборник. Свердловск: Ин-т геофиз. УФАН СССР, 1967. № 6. С. 21–27.
Сенько-Булатный И.Н., Бахтерев В.В. Количественный спектрометрический активационный каротаж // Состояние и перспективы развития геофизических методов на Урале. Свердловск, 1971. С. 37–48. (Тр. Ин-та геофиз. УНЦ АН СССР).
Сенько-Булатный И.Н., Бахтерев В.В., Харус Р.Л. Некоторые вопросы методики гамма-спектрометрических измерений в меднорудных скважинах // Ядерно-геофизические исследования: Геофизический сборник. Свердловск: Ин-т геофиз. УФАН СССР, 1967. № 6. С. 13–19.
Сенько-Булатный И.Н., Бахтерев В.В., Харус Р.Л. К вопросу о повышении надежности бескерновых количественных определений меди гамма-спектрометрическим активационным методом // Состояние и перспективы развития геофизических методов на Урале. Свердловск, 1971. С. 49–55. (Тр. Ин-та геофиз. УНЦ АН СССР).