УДК 550.835

Е. П. ЛЕМАН, А. А. ТАМРАЗЯН, Б. А. АРЦЫБАШЕВ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СПОСОБОВ РЕАЛИЗАЦИИ РЕНТГЕНО-РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ПРИ АНАЛИЗЕ ГРУБОЗЕРНИСТЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕД С БИНОМИАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

На основе универсальной схемы расчета фотонных полей в гетерогенных средах и эффективных коэффициентов взаимодействия фотонов дано теоретическое обоснование известных способов реализации рентгенорадиометрического метода применительно к анализу грубозернистых гетерогенных сред, к которым относятся реальные руды в естественном залегании. Проанализированы возможности способов и показано, что для этих условий способ спектральных отношений является менее эффективным, чем способы спектральной интенсивности и спектральной разности.

Имеющееся в литературе теоретическое обоснование способов реализации рентгенорадиометрического анализа и опробования руд рассматривает исследуемые среды, главным образом, как однородные, то есть однородные и изотропные образования [3, 4, 9, 13]. Методические выводы, получаемые из такого анализа, распространяются и на условия реализации метода при опробовании руд в естественном залегании, что в принципе неверно, так как естественные руды являются практически всегда средами гетерогенными, состоящими из вмещающей породы, играющей роль наполнителя, и рудных включений, распределенных дискретно в виде гнезд, прожилков или вкрапленности. При этом размеры рудных включений обычно превышают глубинность рентгенорадиометрического метода, поэтому реальные руды можно считать грубозернистыми [4, 5]. Это обстоятельство является специфической особенностью природных образований, в значительной мере упрощающей методику рентгенорадиометрического опробования и способствующей его эффективному применению при каротаже скважин, опробовании обнажений, горных выработок, товарных руд и продуктов их переработки на обогатительных фабриках.

Попытки учесть гетерогенность пород и руд при реализации рентгенорадиометрического метода обычно базируются на трудоемких расчетных схемах, имеющих весьма ограниченную область соответствия реальным условиям [14, 16]. Предложенная авторами универсальная схема расчета гамма-полей в гетерогенных средах [1, 2] и ее разработка для сред с биномиальным распределением неоднородностей [6] позволяют дать теоретическое обоснование способов рентгенорадиометрического анализа в наиболее общем виде и получить из него в качестве предельных значений все уже известные решения.

Исходные формулы

Наиболее простым примером, которому соответствуют реальные руды в условиях естественного залегания, является двухкомпонентная гетерогенная среда, состоящая из гомогенного наполнителя и рудных включений изометрической формы, распределение которых подчиняется биномальному закону. Согласно [1, 6], для такой среды потоки характеристического рентгеновского излучения N_x рудной фазы и однократно рассеянного гамма-излучения N_s описываются следующими выражениями:

$$N_x = \frac{K_x \bar{\tau}_j^A S}{\bar{\mu}_j^A} \times \frac{A}{B}, \quad (1)$$

где

$$A = \ln [1 - q (1 - e^{-\bar{\mu}_j^A \rho_A D})]$$

$$B = \ln [1 - q (-e^{-\bar{\mu}_j^A \rho_A D})] + \ln [1 - q (1 - e^{-\bar{\mu}_x^A \rho_A D})] -$$

$$- \rho_A D (1 - q) (\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H)$$

$$N_s = \frac{K_s S}{\bar{\mu}_j^A} \times \frac{A}{B}, \quad (2)$$

где

$$A = \bar{\mu}_j^A \rho_A D \bar{\sigma}_j^H (1 - q) - \bar{\tau}_j^A \ln [1 - q (1 - e^{-\bar{\mu}_j^A \rho_A D})],$$

$$B = \rho_A D (1 - q) (\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_s^H) - \ln [1 - q (1 - e^{-\bar{\mu}_j^A \rho_A D})] -$$

$$- \ln [1 - q (1 - e^{-\bar{\mu}_s^A \rho_A D})],$$

где K_x и K_s — коэффициенты, зависящие только от геометрических условий измерения и атомных констант; S — площадь поверхности исследуемой среды, с которой детектор воспринимает вторичные излучения; q — массовая концентрация рудной фазы в гетерогенной среде; D — эффективный размер рудных включений; ρ — плотность; $\bar{\mu}$ и $\bar{\tau}$ — соответственно массовые коэффициенты полного ослабления и фотоэлектрического поглощения фотонов; $\bar{\sigma}$ — массовое дифференциальное (по углу) сечение рассеяния. Индексы j, X, S относят тот или иной параметр соответственно к первичному, характеристическому рентгеновскому или однократно рассеянному излучению, а индексы A и H к рудной фазе или наполнителю.

Для грубозернистых сред $D \rightarrow \infty$ так, что размер рудных включений превышает глубинность метода, то есть $D \geq 2 / [\rho_H (\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_s^H)]$.

С учетом этих условий

$$N_x \rightarrow \frac{K_x \bar{\sigma}_j^A S}{2\bar{\mu}_j^A} \cdot \frac{\ln(1-q)}{\ln(1-q) - \frac{\rho_A}{\rho_H}(1-q)}, \quad (3)$$

$$N_s \rightarrow \frac{K_s \bar{\sigma}_j^H S}{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_s^H}. \quad (4)$$

Сразу же отметим, что потоки N_x и N_s в выражениях (3) и (4) соответствуют правой асимптотической области [2] и не зависят ни от размеров или формы рудных включений, ни от их взаимного расположения, распределения или ориентации в исследуемой среде. Поэтому все рассматриваемые далее способы реализации рентгенорадиометрического метода, основанные на измерении интенсивности этих потоков, при анализе грубозернистых гетерогенных сред свободны от влияния их конкретной структуры.

Способ спектральных отношений

По определению [13] измеряемая величина спектрального отношения равна

$$\eta = \frac{N'_s}{N_s} \left(1 + \frac{N_x}{N'_s} \right), \quad (5)$$

где N'_s — поток квантов рассеянного излучения с той же энергией, что и N_x , а N_s — поток квантов рассеянного излучения в области вторичного гамма-спектра, выбранной в качестве внутреннего стандарта-фона для учета влияния мешающих факторов. Подставляя в формулу (5) выражения (3) и (4) и принимая во внимание, что для потока N'_s имеет место равенство $\bar{\mu}_s = \bar{\mu}_x$, получаем

$$\eta = \frac{K'_s}{K_s} \cdot \frac{\bar{\sigma}_j^H}{\bar{\sigma}_j^A} \cdot \frac{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_s^H}{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H} \cdot \left[1 + \frac{K_x}{K_s} \cdot \frac{\bar{\sigma}_j^A}{\bar{\mu}_j^A} \cdot \frac{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H}{2\bar{\sigma}_j^H} \times \right. \\ \left. \times \frac{\ln(1-q)}{\ln(1-q) - \frac{\rho_A}{\rho_H}(1-q)} \right]. \quad (6)$$

При $q=0$ находим фоновое значение величины спектрального отношения, которое равно

$$\eta_{00} = \frac{K_{s0}}{K_{s0}} \cdot \frac{\bar{\sigma}_j^H}{\bar{\sigma}_j^H} \cdot \frac{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_s^H}{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H}. \quad (7)$$

а также нормированный параметр

$$\frac{\eta}{\eta_0} \approx 1 + \frac{K_x}{K_s} \cdot \frac{\bar{\sigma}_j^A}{\bar{\sigma}_j^H} \cdot \frac{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H}{2\bar{\sigma}_j^H} \cdot \frac{\ln(1-q)}{\ln(1-q) - \frac{\rho_A}{\rho_H}(1-q)}, \quad (8)$$

который в некоторых работах предлагалось использовать для устранения влияния изменений вещественного состава руд на результаты измерений [10]. Формула (8) справедлива, потому что в области энергий, меньших 100 кэВ, значения соотношения $(K_s \cdot K_{s0}) / (K_x \cdot K_{x0})$ почти не отличаются от единицы.

Важнейшим для практической реализации способа является вопрос о стабилизации фоновых значений величины спектрального отношения при анализе руд с наполнителем переменного состава. Из формулы (7) видно, что зависимость η_0 от состава наполнителя очень слабая, по крайней мере для длинноволновой части спектра ($\lambda_j \geq 0,25 \text{ \AA}$). Действительно, если в составе наполнителя нет мешающих элементов, создающих дополнительный фон в области аналитической линии определяемого элемента или стандарта-фона, то при $\lambda_j < \lambda_K^A < \lambda_K^H$ имеем $(\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_s^H) / (\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H) = (\lambda_j^3 + \lambda_s^3) / (\lambda_j^3 + \lambda_x^3)$; $\bar{\sigma}_j^H / \bar{\sigma}_j^H = \sigma_e / \sigma_e \approx 1$, и следовательно

$$\eta_0 = \frac{K_{s0}}{K_{s0}} \cdot \frac{\lambda_j^3 + \lambda_s^3}{\lambda_j^3 + \lambda_x^3}, \quad (9)$$

откуда видно, что η_0 не зависит от эффективного атомного номера Z_H и плотности ρ_H наполнителя. Равенство (9) становится очевидным, если к выражению (7) применить обобщенную формулу Ионссона-Вальтера [4]. Здесь λ — длина волны соответствующего излучения; λ_K — длина волны K -уровня поглощения определяемого элемента или наполнителя; σ_e и σ_e' — дифференциальные электронные сечения рассеяния первичного излучения в единицу телесного угла в заданных направлениях, определяемые формулой Кляйна-Нишины-Тамма. В тех случаях, когда мешающие элементы, входящие в состав наполнителя, создают дополнительный фон в аналитических областях вторичного спектра, постоянство значений η_0 обеспечивается выбором области стандарта-фона в соответствии с условием [8]

$$E_s = 2E_x^M - E_x^A,$$

где E — энергия соответствующего излучения, а индекс M относит ее значение к мешающему элементу. Таким образом, при правильном выборе области стандарта-фона постоянство фоновых значений η_0 при анализе грубозернистых гетерогенных сред способом спектральных отношений в большинстве случаев обеспечивается автоматически, а следовательно, способ учета изменений вещественного состава наполнителя, основанный

на нормировании измеренных значений η по их значениям η_0 во вмещающих породах, теряет смысл.

Из выражений (6) и (8) следует, что при измерении спектральных отношений зависимость их значений от концентрации рудной фазы в общем случае не является линейной, а влияние изменений вещественного состава вмещающей среды (наполнителя) на результаты не устраняется. Это влияние определяется значением множителя $(\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H) / \bar{\sigma}_j^H$, который может быть выражен через эффективный атомный номер Z_H наполнителя в явном виде, если воспользоваться обобщенной формулой Мюнссона-Вальтера [4]. В частности, для $i_j < i_k^A < i_k^H$ его значение равно

$$(\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H) / \bar{\sigma}_j^H = 2.64 \cdot 10^{-2} \cdot (i_j^3 + i_x^3) \cdot Z_H^3 / \lambda^3, \quad (10)$$

где длины волн λ выражены в сантиметрах. Отсюда непосредственно следует, что с увеличением Z_H величина спектрального отношения не уменьшается, как при анализе гомогенных сред, а возрастает, и наоборот, уменьшение Z_H приводит к уменьшению η или η/η_0 . Этот факт, хорошо согласующийся с экспериментальными и практическими результатами исследований [3, 4, 5], является характерной специфической особенностью грубозернистых гетерогенных образований, определяющей их основное принципиальное отличие от гомогенных сред.

Линейная аппроксимация зависимости величины спектрального отношения от объемной концентрации ρ_q/ρ_A рудной фазы наблюдается лишь в области малых концентраций, то есть при $q \rightarrow 0$, когда

$$\frac{\eta}{\eta_0} \rightarrow \frac{K_x}{K_s} \cdot \frac{\bar{\sigma}_j^A}{\bar{\mu}_j^A} \cdot \frac{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H}{2\bar{\sigma}_j^H} \cdot \frac{\rho_q}{\rho_A}, \quad (11)$$

однако влияние изменений вещественного состава наполнителя на результаты измерений сохраняется в полной мере. Здесь P —средняя плотность гетерогенной среды, значение которой выражается через плотности рудной фазы ρ_A и наполнителя ρ_H следующим образом:

$$P = \rho_A \cdot \rho_H [\rho_H \cdot q + \rho_A \cdot (1 - q)]. \quad (12)$$

Формула (11) в точности совпадает с той, что получается для гетерогенных сред с распределением рудной фазы по закону Пуассона [2], так как при малых концентрациях зернистой фазы биномиальное распределение переходит в пуассоновское. Область так называемых малых концентраций, в пределах которой справедлива линейная аппроксимация (11), в общем случае зависит от конкретных условий проведения анализа и, в частности, от порядкового атомного номера Z_A определяемого элемента. В условиях естественного залегания руд она обычно ограничена сверху концентрациями 10—15% для $Z_A > 50$ и концентрациями 15—25% для $Z_A \leq 50$. По мере увеличения концентрации рудной фазы линейность аналитических графиков нарушается, так как величины

спектрального отношения стремится к своему предельному значению при $q=1$, которое равно

$$\eta/\eta_0 = 1 + (K_x/K_s) \bar{\tau}_j^A (\bar{\mu}_j^A + \bar{\mu}_x^A) / 2\bar{\mu}_j^A \bar{\tau}_j^A.$$

Следует указать, что связь η и N_x с объемной, а не с массовой концентрацией рудной фазы отмечена Н. Ф. Лосевым [7], а впоследствии В. С. Нахабцевым и В. А. Мейером [9, 11, 12], которые при анализе гетерогенных сред использовали модели и расчетные схемы А. Любецкого и Т. Фуруты [14, 16]. Однако в более узком диапазоне малых концентраций, когда $\rho \rightarrow \rho_H$, значения η связаны с массовой концентрацией рудной фазы зависимостью вида

$$\frac{\eta}{\eta_0} \rightarrow 1 + \frac{K_x}{K_s} \cdot \frac{\bar{\tau}_j^A}{\bar{\mu}_j^A} \cdot \frac{\bar{\mu}_j^H + \bar{\mu}_x^H}{2\bar{\tau}_j^H} \cdot \frac{\rho_H}{\rho_A} \cdot q. \quad (13)$$

Способы спектральной интенсивности и спектральной разности

Способ спектральной интенсивности предусматривает измерение интенсивности потока квантов с энергией аналитической линии определяемого элемента. Если интенсивность рассеянного излучения и ее колебаниями в этом энергетическом интервале вторичного спектра можно пренебречь, а исследуемая среда не содержит мешающих элементов, аналитические линии которых, возбуждаясь, создают дополнительный фон в области аналитической линии определяемого элемента, то поток квантов характеристического рентгеновского излучения последнего определяется формулой (3). Из этой формулы следует, что в общем случае зависимость потока N_x от концентрации q рудной фазы в среде не является линейной, но влияние изменений вещественного состава наполнителя в значительной мере ослаблено и проявляется лишь через соотношение ρ_A/ρ_H .

В области малых концентраций, когда $q \rightarrow 0$, зависимость от объемной концентрации ρ_q/ρ_A становится линейной, так как

$$N_x \rightarrow \frac{K_x \bar{\tau}_j^A S}{2\bar{\mu}_j^A} \cdot \frac{\rho_q}{\rho_A}. \quad (14)$$

Из формулы (14) видно, что при определениях объемной концентрации ρ_q/ρ_A рудной фазы, измеряемая величина N_x не зависит ни от состава, ни от плотности наполнителя, в то время как при определении массовой концентрации q рудной фазы влияние наполнителя на величину N_x проявляется через соотношение ρ/ρ_A . Если изменением плотности среды за счет концентрации рудной фазы можно пренебречь и считать, что $\rho \rightarrow \rho_H$, то интенсивность потока N_x связана с массовой концентрацией рудной фазы линейной зависимостью

$$N_x \rightarrow \frac{K_x \bar{\tau}_j^A S}{2\bar{\mu}_j^A} \cdot \frac{\rho_H}{\rho_A} \cdot q, \quad (15)$$

на которую состав наполнителя влияет через соотношение ρ_H/ρ_A . Из этих формул, в частности, следует, что появление в составе наполнителя тяжелых элементов приводит не к уменьшению потока N_x , как при анализе гомогенных сред, а к его увеличению.

Так как глубинность рентгенорадиометрического метода при исследовании грубозернистых гетерогенных сред мала, то справедливо соотношение $\rho q S = \rho_A q_A S_A$, где q_A — концентрация определяемого элемента в рудной фазе, а S_A — площадь поверхности исследуемой среды, занимаемая рудной фазой в пределах площади S . С учетом этого соотношения формула (14) приводится к виду

$$N_x = \frac{K_x \bar{\tau}_j^A}{2\bar{\mu}_j^A} \cdot q_A S_A, \quad (16)$$

откуда следует, что измеряемый поток N_x связан линейной пропорциональной зависимостью с поверхностным запасом (в случае скважин — с линейным запасом) $q_A S_A$ определяемого элемента и если отсутствует минералогический эффект ($q_A = \text{const}$), то не зависит ни от состава и плотности наполнителя, ни от конкретной структуры исследуемой среды. Как указывалось выше, область малых концентраций, в пределах которых справедлива формула (16), является достаточно широкой для практического использования рентгенорадиометрического метода при опробовании руд в естественном залегании с целью решения геологических задач. Как и следовало ожидать, полученные результаты и выводы полностью согласуются с теми, что имели место при рассмотрении способов анализа грубозернистых гетерогенных сред с распределением неоднородностей по закону Пуассона [2, 5, 11, 12]. Однако при использовании пуассоновского распределения ограничение справедливости формул (14) и (16) областью малых концентраций не выступает в явном виде, и создается ложное впечатление, будто они оправданы при любых концентрациях зернистой фазы. На самом деле это не так, ибо использование пуассоновского распределения при рассмотрении подобных гетерогенных сред уже само по себе предполагает условие $q \rightarrow 0$. При увеличении концентрации рудной фазы линейная зависимость между N_x и ρ_H/ρ_A или $q_A S_A$ нарушается, так как N_x стремится к своему предельному значению при $q = 1$, которое равно $N_x = K_x \bar{\tau}_j^A S_A / 2\bar{\mu}_j^A$.

В тех случаях, когда в области аналитической линии определяемого элемента создается существенный дополнительный фон за счет рассеянного излучения или аналитических линий мешающих элементов, используется так называемый способ спектральной разности [3, 4], который отличается от способа спектральной интенсивности тем, что в результа-

те измерений автоматически вводится поправка на влияние мешающих факторов. Измеряемая величина спектральной разности равна

$$\delta = N_x + N'_s - KN_s, \quad (17)$$

где значения N_x , N'_s и N_s имеют тот же смысл, что и в формуле (5), а K —коэффициент пропорциональности, значение которого определяется из следующих условий:

$$\left. \begin{aligned} q = 0; \quad \delta = \delta_0 = 0; \quad K = \frac{N'_{s0}}{N_{s0}} = \tau_{10} \\ q \neq 0; \quad \delta = N_x; \quad K = \frac{N'_s}{N_s} \end{aligned} \right\}$$

Способ спектральной разности с автоматическим введением поправок на влияние мешающих факторов реализуется весьма просто лишь в том случае, когда обеспечивается постоянство коэффициента K независимо от изменений вещественного состава наполнителя и при любых концентрациях определяемого элемента, то есть при условии

$$K = \frac{N'_{s1}}{N_{s0}} = \frac{N'_s}{N_s} = \tau_{10} = \text{const.} \quad (18)$$

Тогда измерение спектральной разности равносильно выделению аналитической линии определяемого элемента в чистом виде, поскольку

$$\delta = N_x + N'_s - \tau_{10}N_s = N_x, \quad (19)$$

где N_x выражается формулами (3), (14)—(16). Однако из формул (4), (7), (9) непосредственно вытекает, что условие (18) при анализе грубозернистых гетерогенных сред практически всегда соблюдается либо автоматически, либо путем соответствующего выбора области внутреннего стандарта-фона [4, 8].

При анализе грубозернистых гетерогенных сред интенсивность потока однократно рассеянных квантов выражается формулой (4), из которой следует, что поток N_x определяется лишь свойствами наполнителя и не зависит от параметров рудной фазы, в частности, от ее концентрации в гетерогенной среде. Фактически интенсивность рассеянного излучения зависит лишь от эффективного атомного номера Z_H наполнителя и может быть использована для его определения, а также для решения других аналогичных задач, имеющих большое практическое значение. Например, как показал В. С. Нахабцев [11], по интенсивности рассеянного излучения можно определять соотношение между жидкой и твердой фазой при анализе пульпы.

Выводы

Теоретический анализ способов реализации рентгенорадиометрического метода применительно к исследованию грубозернистых гетероген-

ных сред, к которым в большинстве своем относятся руды цветных и редких металлов в естественном залегании, приводит к выводу о том, что в этих условиях способ спектральных отношений, рассматривавшийся ранее как основной и наиболее эффективный, в значительной мере лишается тех достоинств, на которые возлагались надежды первоначально при его разработке [13]. Даже после всех усовершенствований, которые претерпела эта методика в процессе многолетних исследований [3, 4, 9], к числу серьезных недостатков способа, ограничивающих его эффективность и область применения, следует отнести следующие:

—нелинейность аналитической зависимости в области больших и средних концентраций определяемого элемента;

—существенное влияние изменения состава вмещающей среды на величину измеряемого параметра, проявляющееся в его увеличении с ростом эффективного атомного номера наполнителя, несмотря на стабилизацию фоновых значений.

Учитывая эти недостатки и относительную сложность аппаратурно-технической реализации способа спектральных отношений, предпочтение следует отдать способам, основанным на измерениях интенсивности аналитической линии определяемого элемента с автоматическим введением в нее поправок на влияние мешающих элементов или рассеянного излучения по методу Долби [15]. Простейшими вариантами таких измерений являются способы спектральной интенсивности и спектральной разности, в которых интенсивность характеристического рентгеновского излучения определяемого элемента выделяется фактически в чистом виде. Помимо простоты аппаратурно-технической реализации, эти методики обладают и другими достоинствами, к числу которых, в частности, относятся следующие:

—линейная зависимость измеряемого параметра от объемной концентрации или поверхностного (линейного) запаса определяемого элемента в области его малых и средних концентраций;

—независимость результатов измерений от конкретной структуры руд и изменений вещественного состава и плотности вмещающих пород;

—постоянство фоновых значений измеряемого параметра.

Отметим, что полученные в последние годы результаты экспериментальных и опытно-методических исследований, а также практических работ на месторождениях, подтверждают выводы, следующие из теоретического анализа [3, 4, 9].

В заключение следует указать, что в данной работе не рассмотрено влияние нарушения геометрических условий реализации метода на результаты измерений за счет каверн или неровностей поверхности исследуемых сред. Вопрос этот достаточно сложен, его решение в значительной степени зависит от конкретных условий и конструкции зондовых устройств, в силу чего он является предметом самостоятельных исследований. Однако и спектральная интенсивность излучений, и спектральное отношение зависят от этого фактора, и практика снижения его влияния обычно базируется на применении инверсионных зондов как в том, так

и в другом случае. Поэтому и здесь способ спектральных отношений не имеет никаких ощутимых преимуществ перед способами спектральной интенсивности и спектральной разности.

НПО «Геофизика», ИГИС АН Армянской ССР,
Ленинградский горный институт

Поступила 5. XI. 1979.

Ե. Պ. ԼԵՄԱՆ, Ա. Ա. ԹԱՄՐԱԶՅԱՆ, Վ. Ա. ԱՐՑԻԲԱՇԵՎ

ՌԵՆՏԳԵՆԱԲԱԴԻՈՄԵՏՐԻԿ ՄԵԹՈԴԻ ԻՐԱՑՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԻ
ՏԵՍՏԱԿԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԲԻՆՈՄԱԼ
ԲԱՇԵՄԱՄԲ ԽՈՇՈՐԱՀԱՏԻԿ ՏԱՐԱԿԱԶՄ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ
ԱՆԱԿԻՋԻ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Հողվածում բերված են խոշորահատիկ տարակազմ միջավայրի անալիզի ժամանակ ռենտգենառադիոմետրիկ մեթոդի իրացման եղանակների տեսական հիմնավորումները:

Ներկայացված տեսական ուսումնասիրությունները հնարավորություն են տալիս մշակելու կոնկրետ մեթոդիկա բնական տեղադրման պայմաններում հանքանյութերը և լեռնային ապարները ռենտգենառադիոմետրիկ մեթոդով նմուշարկելու համար: Ցույց է տրվում, որ այդ պայմաններում սպեկտրալ ինտենսիվության և սպեկտրալ տարբերության եղանակներն ավելի էֆեկտիվ են, քան տարածում գտած սպեկտրալ հարաբերության եղանակը:

E. P. LEMAN, A. A. TAMRAZIAN, V. A. ARTSYBASHEV

ROENTGENO-RADIOMETRIC METHOD REALIZATION MODES'
THEORETICAL PRINCIPLES DURING THE ANALYSIS OF
COARSE-GRAINED HETEROGENETIC MEDIA WITH THE
BINOMIAL DISTRIBUTION OF HETEROGENEITIES

S u m m a r y

On the basis of the universal calculation diagram of photon fields in heterogeneous media and effective coefficients of photons' interaction of well-known modes for the realization of roentgeno-radiometric method, applicated to the analysis of coarse-grained heterogenetic media is given to which real ores in natural occurence concern.

Resources of methods are analysed and it is shown that for these conditions the method of spectral ratio is considered to be less effective than methods of spectral intensity and spectral difference.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арцыбашев В. А., Леман Е. П. Универсальная схема расчета фотонных полей в гетерогенных средах.—В сб.: Ядернофизические методы опробования и анализа на предприятиях цветной металлургии. Тезисы докладов II республ. научно-техн. совещания. Ташкент, 1977.
2. Арцыбашев В. А., Леман Е. П. Асимптотические особенности полей вторичных излучений в рентгеноспектральном флуоресцентном методе анализа гетерогенных сред.—В сб.: Шахтно-рудничная геофизика. Методы разведочной геофизики. Л., 1978.
3. Гамма методы в рудной геологии. Под ред. А. П. Очкура. «Недра», Л., 1976.
4. Леман Е. П. Рентгенорадиометрический метод опробования месторождений цветных и редких металлов. Изд. 2-е, Л., «Недра», 1978.
5. Леман Е. П., Орлов В. Н., Медведев Ю. С. Особенности анализа гетерогенных сред по вторичным излучениям в геометрии прямой видимости.—В сб.: Методы разведочной геофизики, вып. 25, 1975.
6. Леман Е. П., Тамразян А. А., Арцыбашев В. А. Эффективные коэффициенты ослабления гамма-квантов в гетерогенных средах с биномиальным законом распределения неоднородностей. Доклады АН Армянской ССР, вып. 1, т. 67, 1978.
7. Лосев Н. Ф. Количественный рентгеноспектральный флуоресцентный анализ. М., «Наука», 1969.
8. Медведев Ю. С., Очкур А. П., Леман Е. П. Стабилизация уровня фона при рентгенорадиометрическом опробовании комплексных руд.—«Геофизическая аппаратура», вып. 53, 1973.
9. Мейер В. А., Ваганов П. А. Основы ядерной геофизики. Л., Изд. ЛГУ, 1978.
10. Мейер В. А., Кудрявцев Ю. С., Нахабцев В. С. Учет влияния вещественного состава исследуемой среды в рентгенорадиометрическом каротаже по спектральным отношениям во вмещающих породах.—«Вестник ЛГУ» серия геол. и географ., вып. 2, № 12, 1967.
11. Нахабцев В. С. Аналитические выражения для потоков флуоресцентного и рассеянного излучений от гетерогенных сред.—«Ученые записки ЛГУ», серия физич. и геол. наук, вып. 27, № 392, 1978.
12. Нахабцев В. С., Мейер В. А., Лебедев С. В. К рентгенорадиометрическому опробованию руд в естественном залегании.—«Вестник ЛГУ», серия геол. и географ., вып. 2, № 12, 1976.
13. Мейер В. А., Очкур А. П., Кудрявцев Ю. И. и др. Способ спектральных отношений в рентгенорадиометрическом методе изучения элементного состава руд в естественных условиях.— В сб.: Вопросы рудной геофизики, вып. 6, 1965.
14. Berry P. F., Furuta T., Rhodes J. R. Particle size effects in radiotracer X-ray spectrometry.—"Advances in X-ray analysis", 1969, vol. 12, p. 612—632.
15. Dolby R. M. Some methods for analysing unresolved proportional counter curves of X-ray line spectra.—"Proc. Phys. Soc." (London), 1959, vol. 73, pt. 1, № 469 p. 81—94.
16. Lubecki A., Holynska B., Wasilewska M. Grain-size effect in non-dispersive X-ray fluorescence analysis.—"Spectrochim. Acta", 1968, vol. 23B, № 7, p. 465—479.