Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института им.Г.В.Плеханова,
1985, т. 111

УДК 550.835

ЭФФЕКТ РЕЛЬЕФА В РЕНТГЕНОРАДИОМЕТРИЧЕСКОМ ОПРОБОВАНИИ РУД

В.А.АРЦЫБАШЕВ, А.А.БАГРЯНСКИЙ, А.А.ВОЛКОВ

При рентгенорадиометрическом опробовании руд в естественном залегании или рудной массы в транспортных емкостях переменный геометрический фактор является серьезной помехой. Для устранения влияния переменного расстояния используют инверсионные зонды или помехоустойчивые методики[x]. Влияние наклона поверхности руды (ее рельефа) не изучено ни в теоретическом, ни в методическом плане. Нами предпринята попытка восполнить этот пробел.

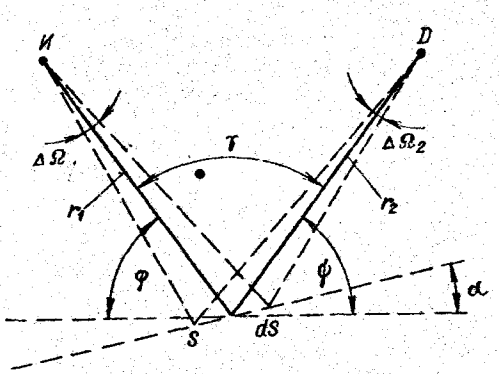


Рис.1. Геометрическая схема

Постановка задачи. С помощью зонда ИД опробуют произвольно ориентированную поверхность S (рис.I). Поток первичного излучения, падающий на элементарную площадку dS заключен в телесном угле $\Delta\Omega_1$, а поток вторичного излучения – в телесном угле $\Delta\Omega_2$. Расстояния r_1 и r_2 от источника и детектора до центра элементарной площадки dS постоянны и от рельефа не зависят.

Поток вторичного рентгеновского излучения связан с углом наклона поверхности руды α следующим образом:

$$dN_r = B_r \frac{q\,dS}{\frac{\bar{\mu}_0}{\sin(\alpha+\varphi)} + \frac{\bar{\mu}_r}{\sin(\alpha+\varphi+\gamma)}}, \qquad (I)$$

[x] Арцыбашев В.А. Инверсионные зонды в гамма-гамма-методах. – Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 2, с. 181-183;

Леман Е.П. Рентгенорадиометрический метод опробования месторождений цветных и редких металлов. Л., Недра, 1973. 232 с.

где B_r – постоянная величина в условиях рассматриваемой задачи; q – массовая доля определяемого элемента; $\bar{\mu}_0$ и $\bar{\mu}_r$ – массовые коэффициенты ослабления первичного и вторичного излучения в исследуемой среде.

Случай коллимированного источника. Если источник излучения коллимирован, то угол $\Delta\Omega_1$ постоянен и поток излучения N_r от поверхности S, представляющий сечение телесного угла $\Delta\Omega_1$ в точке r_1, согласно формуле (I) запишется в виде

$$N_r = B_r \frac{q S_n}{\bar{\mu}_0 + \frac{\sin(\alpha+\varphi)}{\sin(\alpha+\varphi+\gamma)}\bar{\mu}_r}, \qquad (2)$$

где $S_n = \sin(\alpha+\varphi)\int_{\Delta\Omega_1} dS$ – нормальное сечение угла $\Delta\Omega_1$ в точке r_1.

При многократном опробовании случайно ориентированных поверхностей S результат определяется средним значением поля N_r по области возможного изменения угла α:

$$\langle N_r \rangle = B_r \frac{q S_n}{\alpha_2 - \alpha_1} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{d\alpha}{\bar{\mu}_0 + \frac{\sin(\alpha+\varphi)}{\sin(\alpha+\varphi+\gamma)}\bar{\mu}_r}. \qquad (3)$$

Из формул (2) и (3) видно, что величины N_r и $\langle N_r \rangle$ при $\gamma = 0$ от угла α не зависят.

Интеграл (3) в общем случае в элементарных функциях не выражается и его анализ возможен только численно. Для этого воспользуемся выражением (2), представленным в виде

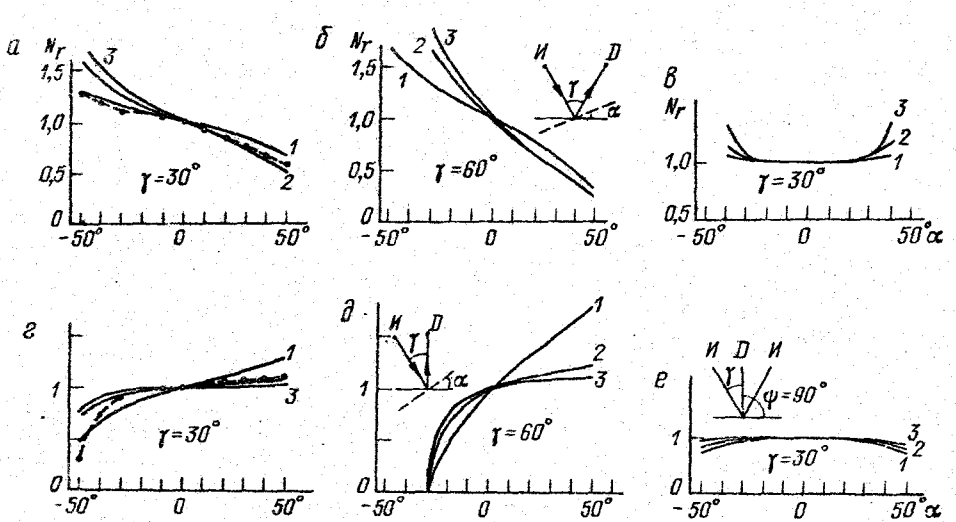


Рис.2. Зависимости потока рентгеновского излучения (в относительных единицах) от угла наклона поверхности руды α для случая коллимированного источника (а, б, в) и случая коллимированного детектора (г, д, е) для простого (а, б, г, д) и двойного (в, е) зонда
1 – k_r = 1; 2 – k_r = 5; 3 – k_r = 10

$$N_r = B'_r \frac{1}{1+\frac{\sin(\alpha+\varphi)}{\sin(\alpha+\varphi+\gamma)}k_r}, \qquad (4)$$

где $B'_r = B_r q S_n / \mu_0$; $k_r = \bar{\mu}_r / \bar{\mu}_0$.

Результаты расчетов N_r, выполненных для простого зонда при $\varphi = \psi$ (рис.2, а и б) и для двойного зонда (рис.2,в), в котором два источника первичного излучения расположены симметрично относительно детектора на одной с ним линии ($\varphi+\gamma = \psi = 90^0$), показывают, что практически во всех случаях имеет место влияние угла наклона α поверхности руды на величину потока рентгеновского излучения N_r. В случае простого зонда влияние α убывает по мере уменьшения угла φ. Характер влияния α на N_r зависит от значения k_r. В случае двойного зонда влияние α растет с увеличением k_r. При единичном измерении погрешность опробования непосредственно связана с углом α зависимостью $N_r(\alpha)$. В случае простого зонда осреднение результатов нескольких замеров снижает погрешность конечного результата за счет вариаций угла α.

Двойной зонд целесообразно использовать в случае $k_r \to 0$ и в случае вариации угла α в пределах от -30^0 до $+30^0$, при которых результат измерений практически не зависит от α.

Оценим возможность использования способа спектральных отношений для устранения влияния наклона поверхности руды. Величину потока рассеянного излучения радиоактивного источника представим аналогично выражению (4) в виде

$$N_s = B'_s \frac{1}{1+\frac{\sin(\varphi+\alpha)}{\sin(\varphi+\alpha+\gamma)}k_s}, \qquad (5)$$

где B'_s – постоянная величина; $k_s = \bar{\mu}_s / \bar{\mu}_0$; $\bar{\mu}_s$ – массовый коэффициент ослабления рассеянного излучения в исследуемой среде. Тогда спектральное отношение

$$\frac{N_r}{N_s} = \frac{B'_r}{B'_s} \frac{1+\frac{\sin(\varphi+\alpha)}{\sin(\varphi+\alpha+\gamma)}k_s}{1+\frac{\sin(\varphi+\alpha)}{\sin(\varphi+\alpha+\gamma)}k_r}. \qquad (6)$$

Анализ формулы (6) и полученных с ее помощью расчетных результатов (рис.3,а) показывает, что величина спектрального отношения не зависит от угла наклона α лишь в случаях, когда $k_s = k_r$, т.е. $\bar{\mu}_s = \bar{\mu}_r$, или когда $\gamma = 0$. В первом случае $N_r/N_s = B'_r/B'_s$, а во втором

$$\frac{N_r}{N_s} = \frac{B'_r}{B'_s}\frac{1+k_s}{1+k_r}.$$

По мере сближения величин k_r и k_s и уменьшения угла γ влияние наклона поверхности руды на точность РРО уменьшается.

Следует отметить, что при опробовании простым зондом величина спектрального отношения при $k_r \gg k_s$ (типичное условие для опробования руд) существенно зависит от угла α, изменяясь на 30–40 % при уменьшении угла α от 0 до $\pm 30^0$.

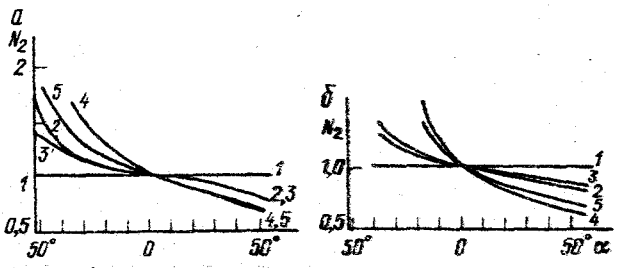


Рис.3. Зависимость спектрального отношения (в относительных единицах) от угла наклона поверхности руды для случая коллимированного источника (а) и случая коллимированного детектора (б)
1 – $k_r = k_5 = 1$; 2 – $k_r = 10$, $\gamma = 30^0$; 3 – $k_r = 5$, $\gamma = 30^0$; 4 – $k_r = 10$, $\gamma = 60^0$; 5 – $k_r = 5$, $\gamma = 60^0$

В то же время результаты измерения потока рентгеновского излучения двойным зондом при $\gamma = 30^0$ практически остаются постоянными при изменениях α от -20^0 до $+20^0$ и увеличиваются на 5 % при углах $\alpha = \pm 30^0$.

Случай коллимированного детектора. Так как в этом случае угол $\Delta\Omega$ постоянен, то для потока излучения N_r от поверхности S, представляющей собой сечение телесного угла $\Delta\Omega_2$ в точке r_2 при $\varphi + \gamma = \psi = 90^0$, т.е. в случае, когда поток вторичного излучения отбирается перпендикулярно горизонтальной плоскости, из формулы (I) можно получить следующее выражение

$$N_r = B_r \frac{q S_n}{\frac{\cos\alpha}{\cos(\gamma-\alpha)}\bar{\mu}_0 + \bar{\mu}_r}, \qquad (7)$$

где $S_n = \cos\alpha \int_{\Delta\Omega_2} dS$ – нормальное сечение угла $\Delta\Omega_2$ в точке r_2.

Вводя отношение $k_r = \bar{\mu}_r / \bar{\mu}_0$, получим

$$N_r = B'_r \frac{1}{\frac{\cos\alpha}{\cos(\gamma-\alpha)} + k_r}. \qquad (8)$$

В случае коллимированного детектора, как и в случае коллимированного источника, для простого зонда (см. рис.2, г и д) наблюдается зависимость потока рентгеновского излучения от угла α, причем при уменьшении значения k_r поток рентгеновского излучения N_r сильнее зависит от изменения α. Как и в случае коллимированного источника для простого зонда влияние α убывает по мере уменьшения угла γ. Однако при увеличении угла наклона N_r увеличивается для коллимированного детектора, в то время, как для коллимированного источника уменьшается.

Для двойного зонда величина N_r не изменяется при изменении α от 30^0 до -30^0 и уменьшается на 5–7 % для $\alpha = \pm 50^0$ (см. рис.2,е).

Среднее значение $\langle N_r \rangle$ [формула (3)] в случае коллимированного детектора изменяется аналогично $\langle N_r \rangle$ для коллимированного детектора.

Анализ зависимости спектрального отношения от угла наклона руды (рис.3,б) показывает, что как и в случае коллимированного источника, при увеличении угла α спектральное отношение уменьшается на 20–30 % при изменении угла α от 0 до $\pm 30^0$.

Теоретические расчеты были проверены экспериментом. Характеристическое излучение железа возбуждалось в железной пластине источником ^{109}Cd

и регистрировалось пропорциональным счетчиком СИ-6Р. Для выбранных условий эксперимента k_r = 4, угол между источником и детектором составлял 30° в случае коллимированного источника и 35° в случае коллимированного детектора (см. рис.2, а и г, пунктирные кривые). Результаты эксперимента хорошо совпали с теоретическими расчетами.

Выводы

1. Влияние рельефа для простого зонда проявляется в изменении потока вторичного излучения по сравнению с плоской горизонтальной поверхностью и может вести как к уменьшению вторичного потока, так и к его увеличению.

2. Характер влияния рельефа зависит от величины $k_r = \bar{\mu}_r / \bar{\mu}_0$.

3. Помехоустойчивым по отношению к влиянию рельефа является зонд с параллельными лучами.

4. Величина спектрального отношения для простого зонда не зависит от рельефа только при $\bar{\mu}_r = \bar{\mu}_s$.

5. При многократных измерениях по поверхности руды простым зондом погрешность осредненного результата $\langle N_r \rangle$ снижается за счет осреднения вариаций углов α.

6. Двойной зонд является помехоустойчивым при изменении α в пределах $\pm 30^0$.