Записки Ленинградского ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, т. LXIV, вып. 2, 1974 г.

ОБ ЭФФЕКТИВНОМ АТОМНОМ НОМЕРЕ ГОРНЫХ ПОРОД И РУД

В. А. Арцыбашев, Г. А. Иванюкович

Понятие *эффективный атомный номер* $Z_{эф}$ пород и руд вытекает из представления об эквивалентности γ-квантовых свойств сред различного вещественного состава и имеет фундаментальное значение для разработки γ-γ-методов ядерной геофизики [1, 2]. Обычно эффективный атомный номер рассчитывается по формуле

$$Z_{эф} = \sqrt[n-1]{\frac{2}{m_\gamma}\sum_i \frac{Z_i^n}{A_i}\, p_i}, \qquad (1)$$

где Z_i, A_i, p_i — атомный номер, атомный вес и весовая доля i-го элемента сложной среды; m_γ — коэффициент аномальной электронной плотности,

$$m_\gamma = 2\sum_i \frac{Z_i}{A_i}\, p_i.$$

Входящий в формулу (1) показатель степени n в общем случае может зависеть от типа γ-поля (γ-излучение однородной излучающей среды или γ-поле точечного источника) и от рассматриваемого энергетического интервала γ-спектра. По данным различных исследователей, n меняется от 3,3 до 4,5 [1—4]. Я. А. Чубек утверждает, что не существует единого значения $Z_{эф}$ (а следовательно, и n) для широкого диапазона спектра γ-излучения [5].

Ранее экспериментально показано [6], что применительно к γ-полю точечного источника в диапазоне энергий γ-квантов $E=200\div2500$ *кэв* наблюдается эквивалентность сред по γ-квантовым свойствам, выражаемая эффективным атомным номером при едином показателе $n=3{,}95\pm\pm0{,}07\approx4{,}0$ в формуле (1). В настоящем сообщении на экспериментальном материале выяснена возможность применения формулы (1) при $n=4{,}0$ для расчета $Z_{эф}$ в низкоэнергетической области спектра вплоть до $E=30\div50$ *кэв*. Измерены спектры рассеянного γ-излучения Cs^{137} и Co^{60}

в средах различного вещественного состава, изготовленных из пескобетона с примесью железа, бария или свинца:

Содержание тяжелого элемента, %		ρ, г/см³	m_γ	$Z_{эф}$
Fe	7,8	2,23	1,00	15,5
	15,0	2,40	0,99	16,6
	30	2,71	0,97	18,6
	87	4,54	0,94	23,0
Ba	0,3	2,03	1,00	14,7
	0,6	2,05	1,00	15,3
	1,3	2,05	1,00	16,6
	2,5	2,10	0,99	18,3
	5,0	2,00	0,98	20,2
	9,0	2,10	0,97	22,6
Pb	0,1	2,22	1,00	14,6
	0.4	2,22	1,00	16,0
	0,8	2,18	0,99	17,6
	3	1,90	0,99	23,6
	6	1,95	0,98	28,4
	9	2,02	0,98	32,0
	30	2,61	0,93	46,5
	0	2,00	1,00	14,0

Измерения выполнены с помощью изотропного 2π-зонда γ-γ-метода [7] длиной $R=28{,}7$ *см* (источник Cs^{137}) и 23,7 *см* (источник Co^{60}). Наряду со спектрами изучен интегральный поток рассеянного γ-излучения Se^{75}, Cs^{137} и Co^{60} в тех же средах. Использованы изотропные 2π-зонды длиной от 10 до 35 *см*. Измерения выполнены со сцинтилляционным детектором NaI(Tl) размером 30×30 *мм* при трех условиях фильтрации регистрируемого γ-излучения: 2 *мм* Al, 3 *мм* Pb и 3 *мм* Fe. Спектры измерены с помощью амплитудного анализатора АИ-100, интегрального потока квантов — прибором ПС-10000. Разрешение спектрометра по γ-линии Cs^{137} равнялось 10—12%. Погрешность измерений не превышала ±5% по шкале интенсивности и 2—3% по энергетической шкале.

Вещественный состав моделей определен двумя независимыми методами: аналитическим и рентгено-спектральным. Расхождения в значениях $Z_{эф}$, вычисленные по данным этих методов, не превышали ±3%.

Результаты экспериментов с помощью приемов приближенного моделирования γ-полей [6, 7] приведены к единым геометрическим условиям и единой плотности сред $\rho=2{,}0$ *г/см²*, так что различия в спектрах и приведенных ниже интегральных полях вызваны только влиянием $Z_{эф}$.

Анализ результатов (рис. 1) показывает, что спектры с одинаковым эффективным атомным номером совпадают во всем изученном диапазоне энергий (30—800 *кэв*) с погрешностью, не превышающей ошибки эксперимента. Таким образом, можно считать доказанным существование $Z_{эф}$ (в рамках приближенной теории подобия) в широком диапазоне энергий γ-излучения (30—2500 *кэв*) и при существенном изменении химического состава среды. Применительно к задачам ядерной геофизики $Z_{эф}$ следует рассчитывать по формуле (1) при $n=4{,}0$.

Присутствие в руде элемента с К-скачком фотопоглощения в рассматриваемой области энергий (в нашем случае — свинца) приводит к индивидуальным отклонениям в спектре рассеянного γ-излучения (рис. 1), которые можно учесть графически. Интегральный поток γ-кван-

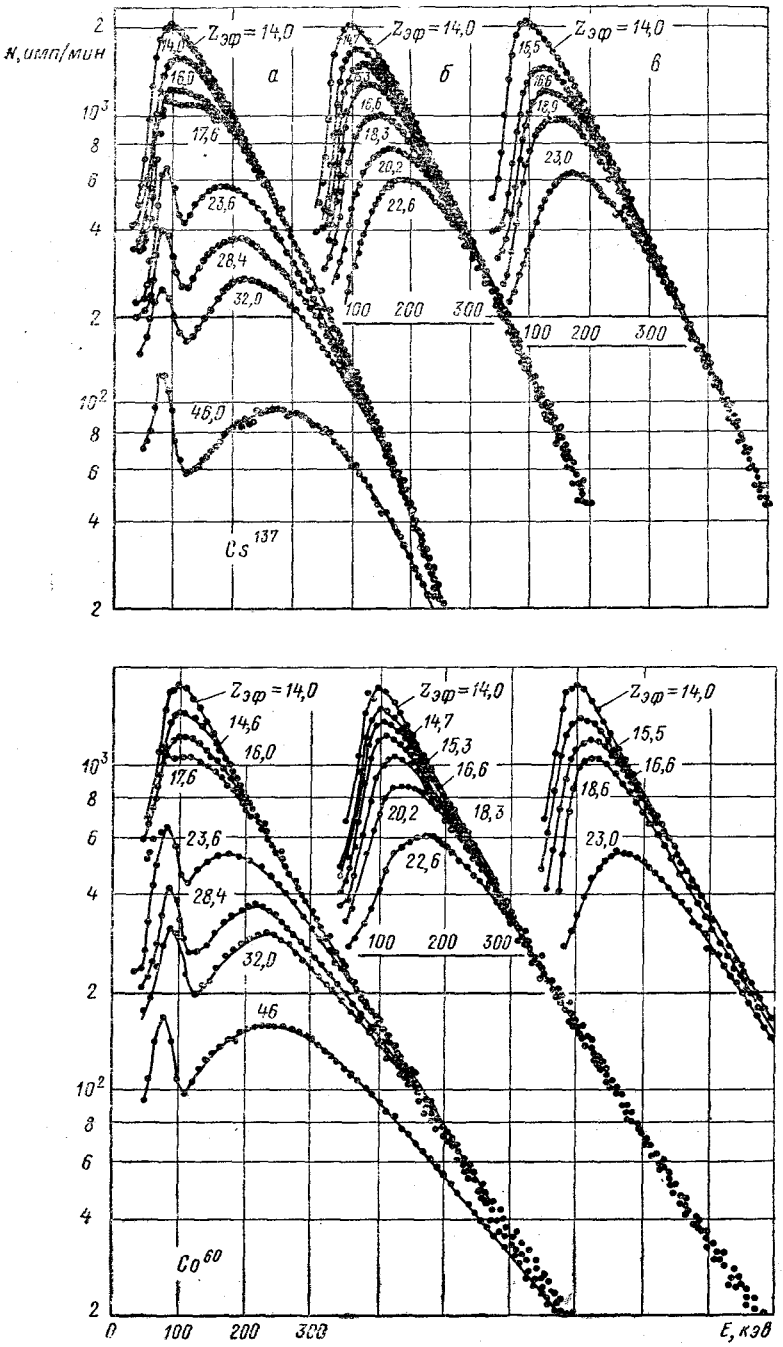


Рис. 1. Спектры рассеянного γ-излучения Cs^{137} и Co^{60} в средах, содержащих; *а* — свинец; *б* — барий; *в* — железо

тов при этом следует уменьшить на долю $\Delta S/S$, равную отношению характеристического излучения к суммарному потоку. Приводим относительное увеличение интегральной скорости счета $\Delta S/S$ за счет К-скачка фотопоглощения в свинецсодержащей среде:

$Z_{эф}$	16,0	17,6	23,6	28,4	32.0	46,0
Cs^{137}	5,4	5,8	13,0	12,3	11,4	7,0
Co^{60}	4,1	6,1	8,8	9,5	9,1	6,5

При моделировании химического состава пород и руд с помощью $Z_{эф}$ необходимо учитывать эффект на К-скачке фотопоглощения, вводя соответствующие поправки в спектр или интегральный поток γ-квантов.

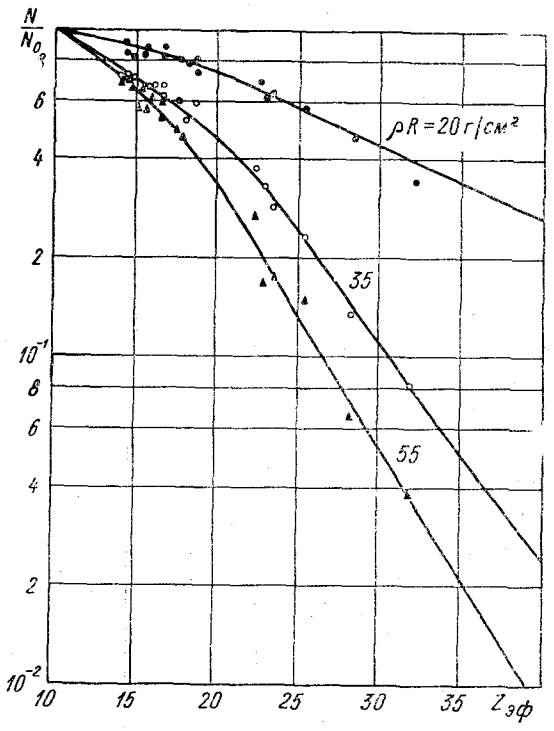


Рис. 2. Зависимость рассеянного γ-излучения Se^{75} от $Z_{эф}$. Фильтр 2 *мм* Al

Как видно из графиков зависимости интегрального потока рассеянного γ-излучения N от эффективного атомного номера (рис. 2, 3), где кривые нормированы на величину N_0 рассеянного γ-излучения при $Z_{эф}=10$, чувствительность зондов к $Z_{эф}$ в γ-γ-методе определяется энергией источника, спектральной чувствительностью детектора и длиной зонда. Как показали результаты дополнительных экспериментов, изменение конструкции 2π-зондов (например, использование коллиматоров излучения) слабо влияет на чувствительность зонда к вещественному составу среды. Поэтому приведенные зависимости можно принять за эталонные и использовать при выборе сопряженных измерений в γ-γ-методе [8], а также при введении поправок в результаты плотностного γ-γ-каротажа.

Полученные зависимости γ-поля от $Z_{эф}$ среды (см. рис. 2, 3) можно использовать различными путями. Рекомендуется, в частности, следующая процедура.

Чтобы получить γ-поле как функцию плотности и $Z_{эф}$ среды, т. е. для нахождения зависимости

$$N=f(\rho, Z_{эф}), \qquad (2)$$

предварительно экспериментальным путем находят зависимость

$$N^*=f_1(\rho), \qquad (3)$$

при $Z_{эф}=\text{const}$. График функции (3) строят на бланке с полулогарифмическими координатами. Затем для каждой точки ρR с помощью рис. 2,

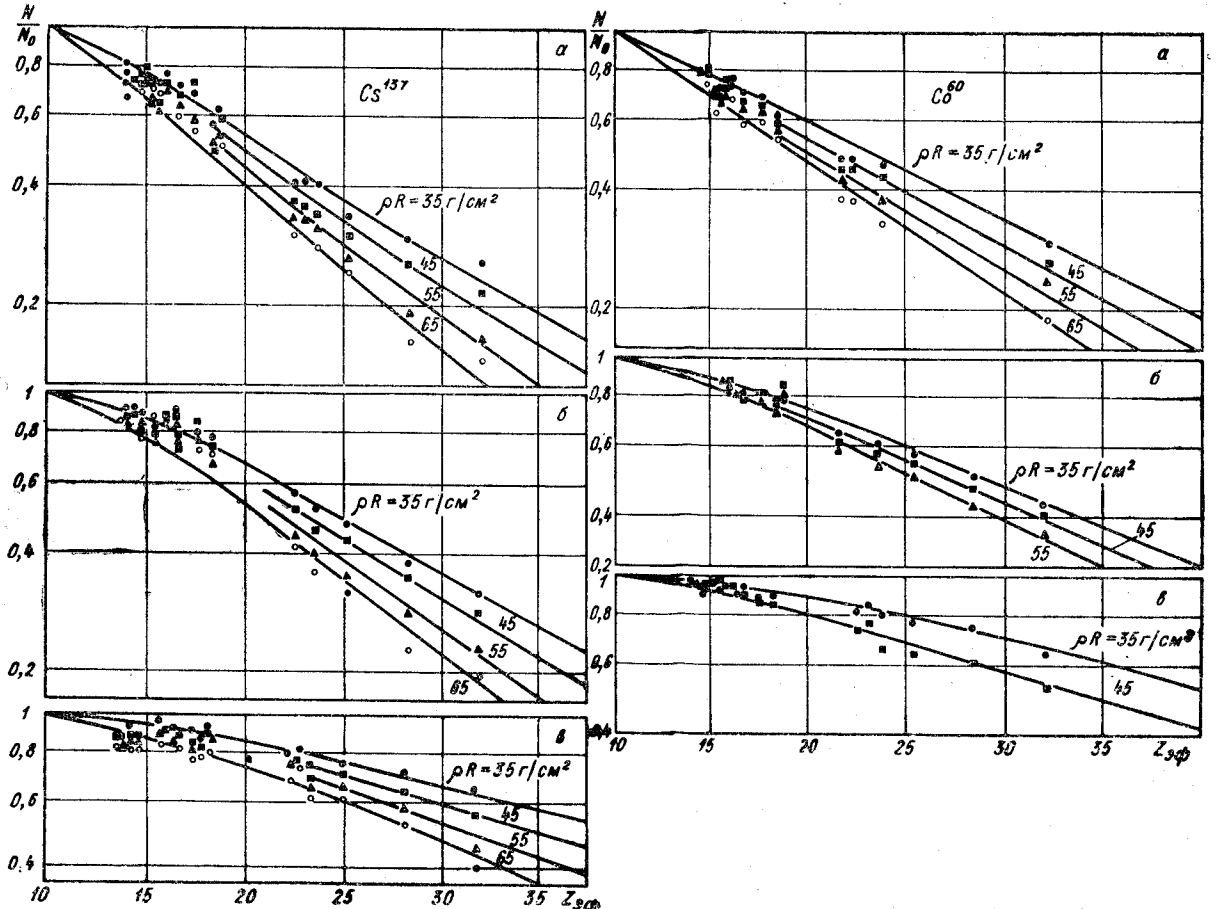


Рис. 3. Зависимость рассеянного γ-излучения Cs^{137} и Co^{60} среды при различной фильтрации γ-излучения: *а* — 2 *мм* Al; *б* — 3 *мм* Fe; *в* — 3 *мм* Pb

3 находят смещение координаты $\Delta \lg \frac{N}{N_0}$, соответствующее переходу от опорной среды $Z^*_{эф}$ к текущему значению $Z_{эф}$. Принимая $\Delta \lg N^* = \Delta \lg \frac{N}{N_0}$, строят зависимости (3) для различных значений $Z_{эф}$, получая таким образом искомую функцию (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. АН СССР, 1962.

2. Блинова Н. М., Якубсон К. И. Приближенное моделирование процесса прохождения гамма-лучей в горных породах. В сб.: Проблемы ядерной геофизики. Недра, 1964.

3. Воскобойников Г. М. Интегральные уравнения и приближенные формулы для расчета интенсивности гамма-излучения в однородной излучающей среде. Тр. Горногеол. ин-та УФ АН СССР, 1957, вып. 30.

4. Хайкович И. М. и др. Атомная энергия, 25, 50 (1968).

5. Czubek J. A. In «Radioisotope Instr. in Industry and Geoph.», v. 2, IAEA, Vienna, 1966.

6. Арцыбашев В. А. Подобие гамма-полей в средах различного вещественного состава. В сб.: Вопросы рудной геофизики. Вып. 11. Недра, 1969.

7. Арцыбашев В. А. Гамма-метод измерения плотности. Атомиздат, 1965.

8. Арцыбашев В. А., Иванюкович Г. А. Способы приближенного моделирования гамма-полей в средах различной плотности и вещественного состава по принципу подобия. Изв. вузов. Геология и разведка, 1969, № 9.