

УДК 550.832.7

Ю. Б. ДАВЫДОВ, В. Ф. КУЗИН

ПРЯМАЯ ЗАДАЧА НЕЙТРОННОАКТИВАЦИОННОГО
КАРОТАЖА НА ФТОР С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ СКВАЖИНЫ

При разведке месторождений плавленого шпата, фосфоритов и апатитов для подсчета запасов фторсодержащих полезных ископаемых широко используется нейтронный активационный каротаж на фтор с использованием интегральной [1, 2] и спектрометрической [6, 7] аппаратуры. Успехи, достигнутые в области практического определения содержания фтора по данным нейтронноактивационного каротажа, требуют дальнейшего развития теории метода. С этой целью в работах [4, 5] было исследовано пространственное распределение наведенного гамма-излучения в среде с переменным содержанием фтора для случая, когда влиянием скважины можно пренебречь. С целью увеличения точности подсчета запасов фтора представляет интерес теоретическая разработка особенностей активационного каротажа на фтор с учетом влияния скважины.

Ниже рассматривается прямая задача нейтронного активационного каротажа на фтор с учетом влияния скважины. Расчетным методом исследуется влияние скважины на пространственное распределение наведенного гамма-излучения фтора. Задача решается применительно к интегральному варианту метода. Для расчета потока наведенного гамма-излучения используется групповое диффузионное приближение теории переноса проникающего излучения [3].

Задача формулируется следующим образом. Задана гетерогенная двухслойная среда с круговой цилиндрической границей раздела радиусом $r = r_0$. Внутренняя среда ($r < r_0$) относится к скважине и заполнена буровым раствором или водой. Внешняя среда ($r \geq r_0$) сложена однородной по физическим свойствам горной породой с равномерным распределением фтора, известной плотностью, влажностью и вещественным составом. На оси скважины расположен точечный источник быстрых нейтронов мощностью Q . Требуется найти пространственное распределение потока гамма-излучения, наведенного в скважине и окружающей ее среде.

При облучении фторсодержащих горных пород нейтронами ампульных источников выход продукта реакции $F^{19}(n, a)N^{16}$ на быстрых нейтронах всегда превосходит выход сопутствующих $F^{19}(n, \gamma)F^{20}$, $F^{19}(n, p)O^{19}$ и интерферирующих $O^{16}(n, p)N^{16}$, $N^{15}(n, \gamma)N^{16}$ реакций.

Поэтому для решения задачи достаточно исследовать наведенную активность азота-16, возникающую при облучении среды $Po-Be$ — источником нейтронов.

Принимая среднюю начальную энергию $Po-Be$ -источника нейтронов, равной 5 МэВ, и учитывая, что энергетический порог реакции $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ составляет 1,5 МэВ, можно считать, что активация осуществляется только на быстрых нейтронах, которые можно объединить в одну группу. Наведенное гамма-излучение азота-16 объединим в другую группу.

Введем цилиндрическую систему координат (r, z, φ) так, чтобы ось z совпадала с осью скважины. Тогда перенос наведенного гамма-излучения определяется системой дифференциальных уравнений [3]:

$$D_{\gamma k} \Delta \Phi_{\gamma k}(r, z) - \Sigma_{\gamma k} \Phi_{\gamma k}(r, z) = -k_a \Sigma_{nk} \Phi_{nk}(r, z) \delta_{kr} \quad (1)$$

при граничном условии

$$\Phi_{\gamma k}(r, z) < \infty \quad (2)$$

и условиях сопряжения на границе раздела $r = r_0$

$$\Phi_{\gamma c}(r, z) = \Phi_{\gamma r}(r, z), \quad (3)$$

$$D_{\gamma c} \frac{\partial \Phi_{\gamma c}(r, z)}{\partial r} = D_{\gamma r} \frac{\partial \Phi_{\gamma r}(r, z)}{\partial r}, \quad (4)$$

где $k = c, r$ — индексы, относящиеся к скважине и пласту, $\Phi_{\gamma k}(r, z)$ — поток наведенного гамма-излучения, Δ — оператор Лапласа, $D_{\gamma k}$, $\Sigma_{\gamma k}$ — коэффициент диффузии и сечение поглощения наведенного гамма-излучения, $\Phi_{nk}(r, z)$ — поток быстрых нейтронов источника в одногрупповом приближении [4], Σ_{nk} — полное сечение увода первичных нейтронов, k_a — коэффициент активации, который совпадает со средним числом гамма-квантов на акт увода первичного нейтрона из единицы объема среды и определяется выражением $k_a = \Sigma_a \mu / \Sigma_{nr}$, где Σ_a — макросечение реакции $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ в диапазоне энергий 1,5–5 МэВ, μ — выход гамма-квантов на акт (n, α) — реакции, δ_{kr} — символ Кронекера-Вейерштрасса, равный единице при $k = r$ и нулю при $k \neq r$.

Решение задачи находится путем использования прямого и обратного интегрального преобразования Фурье по z и имеет вид:

$$\Phi_{\gamma k}(r, z) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty N_{\gamma k}(r, a) \cos az dz, \quad (k = c, r), \quad (5)$$

где

$$N_{\gamma c}(r, a) = \beta_{\gamma c}(a) I_0(\mu_{\gamma c} r), \quad (6)$$

$$N_{\gamma r}(r, a) = \beta_{\gamma r}(a) K_0(\mu_{\gamma r} r) + a_r \beta_{nr}(a) K_0(\mu_{\gamma r} r), \quad (7)$$

$$\beta_{\gamma c}(a) = \frac{1}{\Delta_\gamma} [D_{\gamma r} \mu_{\gamma r} K_1(\mu_{\gamma r} r_0) x + K_0(\mu_{\gamma r} r_0) x'], \quad (8)$$

$$\beta_{\gamma r}(a) = \frac{1}{\Delta_{\gamma}} [I_0(\mu_{\gamma c} r_0) x' - D_{\gamma c} \mu_{\gamma c} I_1(\mu_{\gamma c} r_0) x], \quad (9)$$

$$x = a_r \beta_{nr}(a) K_0(\mu_{nr} r_0), \quad (10)$$

$$x' = -D_{\gamma r} \mu_{nr} a_r \beta_{nr}(a) K_1(\mu_{nr} r_0), \quad (11)$$

$$\beta_{nr}(a) = \frac{Q}{4\pi \Delta_n r_0}, \quad (12)$$

$$\Delta_{\gamma} = D_{\gamma r} \mu_{\gamma r} I_0(\mu_{\gamma c} r_0) K_1(\mu_{\gamma r} r_0) + \\ + D_{\gamma r} \mu_{\gamma r} K_0(\mu_{\gamma r} r_0) I_1(\mu_{\gamma c} r_0), \quad (13)$$

$$\Delta_n = D_{nr} \mu_{nr} I_0(\mu_{nc} r_0) K_1(\mu_{nr} r_0) + \\ + D_{nr} \mu_{nr} K_0(\mu_{nc} r_0) I_1(\mu_{nc} r_0), \quad (14)$$

$$a_r = \frac{\Sigma_a \mu}{D_{\gamma r} (x_{\gamma r}^2 - x_{nr}^2)}, \quad (15)$$

$$x_{\gamma k}^2 = a^2 + x_{\gamma k}^2 (k = c, r), \quad x_{nr}^2 = a^2 + x_{nr}^2 (k = c, r)$$

$$x_{\gamma k}^2 = \frac{\Sigma_{\gamma k}}{D_{\gamma k}} (k = c, r), \quad x_{nr}^2 = \frac{\Sigma_{nr}}{D_{nr}} (k = c, r).$$

Здесь D_{nk} — коэффициент диффузии быстрых нейтронов в k -ой среде, $I_v(x)$, $K_v(x)$ — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода, порядка v .

Важным следствием полученного решения является случай малого влияния скважины, возникающий при $r_0 \rightarrow 0$. Выполняя указанный предельный переход, получаем следующее выражение для пространственного распределения наведенного гамма-излучения в бесконечной однородной фторсодержащей среде:

$$\Phi_{\gamma r}(r, z) = \frac{k_a Q}{4\pi \Sigma_{\gamma r}} \frac{x_{\gamma r}^2 x_{nr}^2}{\sqrt{r^2 + z^2}} \left[\frac{e^{-x_{\gamma r} \sqrt{r^2 + z^2}}}{x_{nr}^2 - x_{\gamma r}^2} + \right. \\ \left. + \frac{e^{-x_{nr} \sqrt{r^2 + z^2}}}{x_{\gamma r}^2 - x_{nr}^2} \right]. \quad (16)$$

Максимальной величины поток наведенного гамма-излучения достигает в начале координат в точке $r \rightarrow 0$. Выполняя в выражении [16] предельный переход $r \rightarrow 0$, получаем оценку максимальной величины наведенной активности азота-16 в виде

$$\Phi_{\gamma r}(0,0) = \frac{k_a Q}{4\pi \Sigma_{\gamma r}} \frac{x_{\gamma r}^2 x_{nr}^2}{(x_{nr} + x_{\gamma r})}. \quad (17)$$

Анализ пространственного распределения наведенного гамма-излучения фтора выполнен расчетным методом для следующих условий измерения. Сухая силикатная среда, плотностью $2,7 \text{ г/см}^3$, содержащая 1% флюорита, пересечена скважиной радиусом $r_0 = 6 \text{ см}$. Скважина за

полнена водой. Начальный порог регистрации наведенного гамма-излучения азота-16 принят равным 150 КэВ. Поперечное сечение реакции $F^{19}(n, \alpha) N^{16}$ для нейтронов $Po - Be$ — источника в диапазоне энергий от 1,5 до 5 МэВ принято равным 130 мбарн. При этом макросечение активации равно $\Sigma_a = 6,42 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ на 1% CaF_2 .

На рис. 1 приведены результаты расчета пространственного распределения наведенного гамма-излучения азота-16. Анализ результатов рас-

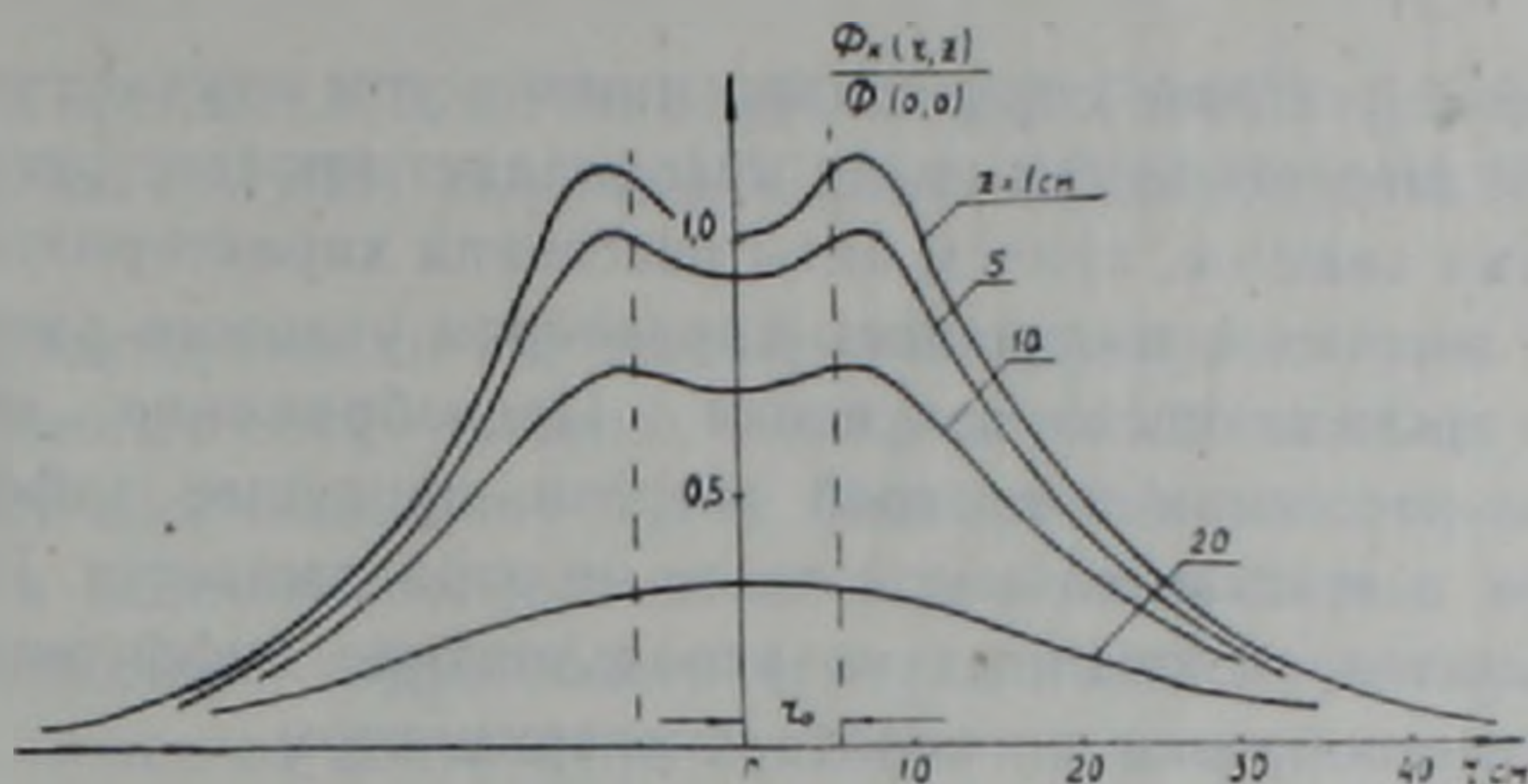


Рис. 1. Пространственное распределение наведенного гамма-излучения азота-16 в силикатной среде, пересеченной обводненной буровой скважиной.

чета позволяет сделать следующие выводы. Наличие обводненной скважины приводит к интенсивному ослаблению наведенного гамма-излучения в скважине. Максимальной величины поток достигает в области,

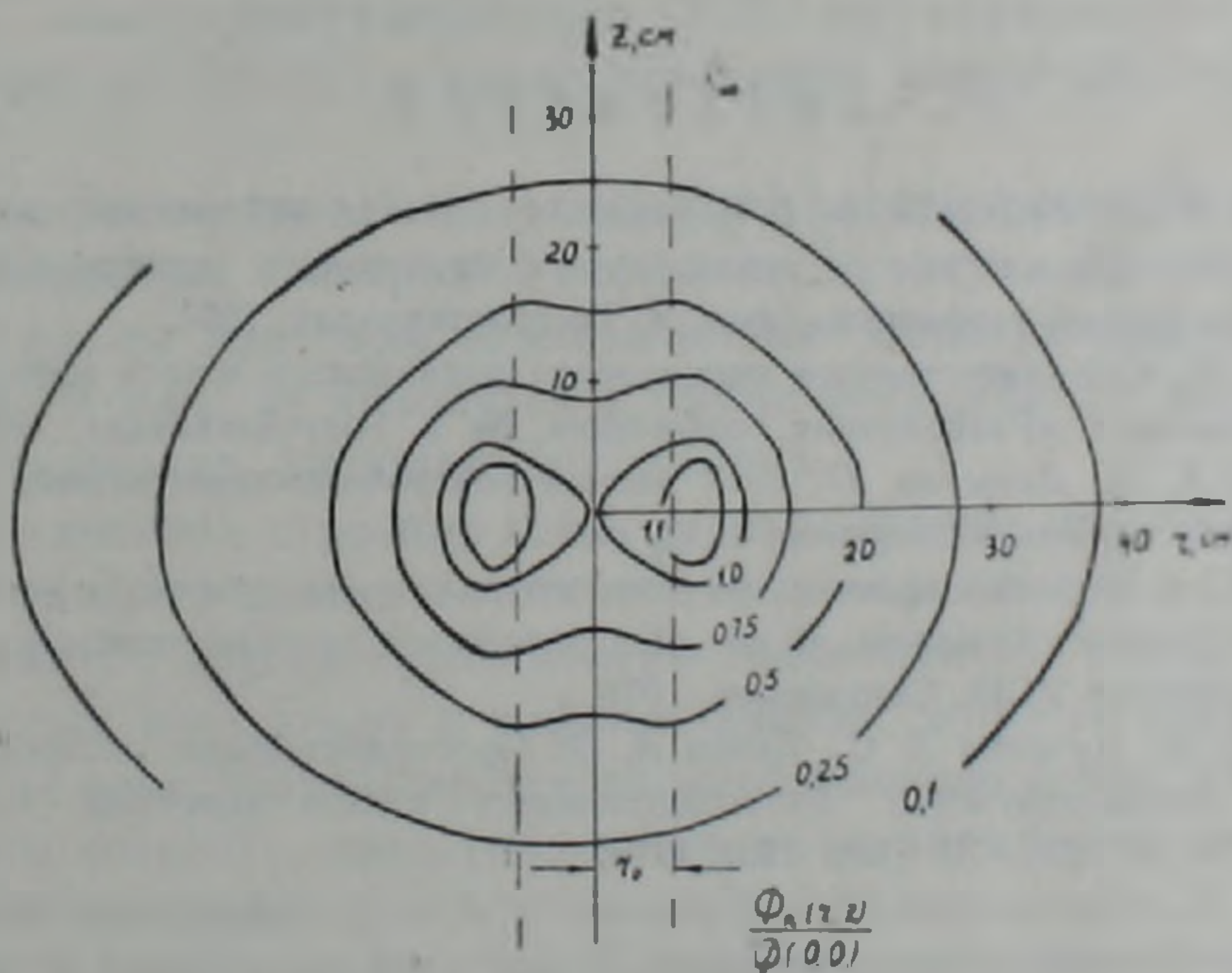


Рис. 2. Радиальное распределение наведенного гамма-излучения азота-16 в системе скважина—пласт.

расположенной напротив источника нейтронов у стенки скважины в окружающей ее среде. Это обстоятельство может служить обоснованием

методических рекомендаций о применении нулевых зондов и прижимных устройств при нейтронно-активационном каротаже на фтор.

Раднальное распределение потока наведенного гамма-излучения, приведенное на рис. 2, позволяет получить наглядное представление о пространственной локализации наведенного гамма-излучения на различном расстоянии от источника нейтронов. Из рисунка видно, что дефицит наведенного гамма-излучения в скважине наблюдается только в окрестности источника и при удалении от него на расстояние больше 20 см исчезает.

Полученное решение справедливо лишь в том случае, когда в рамках заданных энергетических групп преобладает процесс рассеяния нейтронов и гамма-квантов, причем акты рассеяния характеризуются малыми потерями энергии и изотропным характером углового распределения рассеянного проникающего излучения. Пренебрежение корреляцией между углом рассеяния и потерей энергии, присущее диффузионному приближению, в действительности часто не оправдывается. Поэтому результаты расчетов, основанных на использовании диффузионного приближения, целесообразно проверять экспериментом.

В условиях буровой скважины рассеяние является основным процессом, ответственным за перенос проникающего излучения, поэтому полученное в настоящей работе решение задачи по крайней мере качественно соответствует действительности.

Читинский политехнический институт,
Свердловский горный институт

Поступила 24.1.1980.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бардовский В. Я., Колпаков В. В. Применение метода нейтронной активации для выделения рудных зон в скважинах флюоритового месторождения. В сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 3, Госгеолтехиздат, 1961.
2. Бардовский В. Я. Количественное определение плавикового шпата методом наведенной активности. «Разведочная геофизика», № 1, Гостоптехиздат, 1964.
3. Возжеников Г. С., Давыдов Ю. Б. К теории нейтронноактивационных измерений в скважинах. «Атомная энергия», т. 42, вып. 3, 1977.
4. Давыдов Ю. Б. О распределении нейтронного излучения точечного источника в условиях буровой скважины. В сб. «Геофизические методы поисков и разведки», вып. 4, издание УПИ, Свердловск, 1978.
5. Давыдов Ю. Б., Кучурин Е. С., Кузин В. Ф. Пространственное распределение наведенного гамма-излучения фторсодержащего пласта конечной мощности. М., ВИНТИ, № 3256—79. Деп. 10.09.1979.
6. Кошелев И. П., Красноперов В. А., Шишакин О. В. и др. Применение активационного спектрометрического гамма-каротажа по азоту—16 при разведке фторсодержащего сырья. В сб. «Вопросы рудной геофизики в Казахстане», вып. 11, Алма-Ата, 1968.
7. Кошелев И. П., Красноперов В. А., Шишакин О. В. и др. О выборе режимов измерений при спектрометрическом активационном каротаже на фтор. В сб. «Вопросы разведочной геофизики», вып. 11, «Недра», 1969.