

Наземная γ -спектрометрия радиоактивного загрязнения местности

Е. М. АРТЕМОВ, Н. Д. БАЛЯСНЫЙ, Р. М. КОГАН, А. Н. ПЕГОВЕВ,
И. М. НАЗАРОВ, Ш. Д. ФРИДМАН

УДК 539.12.08

Вблизи земной поверхности спектрально-угловая функция γ -поля, образованного радиоактивными загрязнениями местности, существенно зависит от распределения γ -излучателей в почвах и характера микрорельефа. Ниже оценено влияние этих факторов на точность определения запасов осколочных продуктов при наземной γ -спектральной съемке и некоторых неконтролируемых условий измерений на точность такой съемки, а также коротко описан опыт полевых измерений глобального загрязнения местности Cs^{137} .

Все расчетные оценки выполнены для интенсивности нерассеянных γ -квантов, поскольку при малых высотах детектора над почвой вклад нерассеянных γ -квантов в область фотопиков, по которым ведутся определения изотопов, составляет 90—95% [1].

Влияние распределения изотопов в почве на регистрируемую интенсивность γ -излучения

Рассмотрим наиболее часто встречающуюся схему загрязнения местности, когда весовая концентрация источников γ -излучения убывает с глубиной z по экспоненциальному закону $\rho(z) = q_0 e^{-\beta z}$. Коэффициент β подвержен пространственным и временным колебаниям, зависящим от типа почв и подстилающих горных пород, уровня атмосферных осадков и т. д., поэтому даже в одном районе интервал колебаний β оказывается достаточно широким. Например, для Cs^{137} в настоящее время $0,5 \leq \beta \leq 3,0 \text{ см}^2/\text{г}$, для свежих выпадений $\beta = 15 - 30 \text{ см}^2/\text{г}$ [1].

Искомый запас радиоактивного изотопа

$$\sigma = q_0 \int_0^{\infty} e^{-\beta z} dz = q_0/\beta \text{ кюри/км}^2.$$

Интенсивность нерассеянного γ -излучения от источника с энергией E_0 при заданной высоте съемки \bar{h} и телесном угле регистрации γ -квантов $\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta)$ является однозначной функцией запаса σ и параметра β . Связь между этими величинами выражается соотношением

$$J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta) = \frac{\sigma}{2} \left\{ \varepsilon_1(\bar{h}) - e^{\bar{\beta}\bar{h}} \varepsilon_1[\bar{h}(1 + \bar{\beta})] \right\} -$$

$$- \varepsilon_1 \left(\frac{\bar{h}}{\cos \theta} \right) + e^{\bar{\beta}\bar{h}} \varepsilon_1 \left[\bar{h} \left(\frac{1}{\cos \theta} + \bar{\beta} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

которое для изотропного детектора над полупространством ($\theta = \frac{\pi}{2}$) переходит в

$$J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}) = \frac{\sigma}{2} \left\{ \varepsilon_1(\bar{h}) - e^{\bar{\beta}\bar{h}} \varepsilon_1[\bar{h}(1 + \bar{\beta})] \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon_1(x)$ — интегрально-показательная функция; $\bar{\beta} = \frac{\beta}{\mu}$; μ_v, μ_{π} — массовые коэффициенты ослабления γ -излучения с энергией E_0 воздухом и почвой соответственно; угол θ отсчитывается от вертикали; $J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta})$ — интенсивность нерассеянного γ -излучения при данных $E_0, \bar{h}, \bar{\beta}$; $J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)$ — величина, аналогичная ей, но для направленного детектора с углом обзора 2θ .

Колебания коэффициента β вызывают изменения регистрируемой интенсивности γ -излучения при постоянном запасе σ . Оценим характер изменения $J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta})$ и $J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)$ в зависимости от изменения величины $\bar{\beta}$, полагая, что во всех случаях запас активного вещества σ остается неизменным и равным 1 квант/см²·сек. Тогда уменьшение $J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta})$ и $J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)$ за счет «заглубления» источника будет иметь вид

$$\xi_1(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}) = \frac{J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta})}{J_0(E_0, \bar{h})} = 1 - e^{\bar{\beta}\bar{h}} \frac{\varepsilon_1[\bar{h}(1 + \bar{\beta})]}{\varepsilon_1(\bar{h})}; \quad (3)$$

$$\xi_2(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta) = \frac{J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)}{J_0(E_0, \bar{h}, \theta)} = 1 - e^{\bar{\beta}\bar{h}} \frac{\varepsilon_1[\bar{h}(1 + \bar{\beta})] - \varepsilon_1\left[\bar{h}\left(\frac{1}{\cos \theta} + \bar{\beta}\right)\right]}{\varepsilon_1(\bar{h}) - \varepsilon_1(\bar{h}/\cos \theta)}, \quad (4)$$

где $J_0(E_0, \bar{h})$ и $J_0(E_0, \bar{h}, \theta)$ — те же величины, что и выше, но для плочного источника (при $\beta \rightarrow \infty$).

Результаты вычислений значения $\xi_1(E_0, \bar{h}, \bar{\beta})$ по соотношению (3) для различных $\bar{\beta}$ и \bar{h} при $\sigma = 1 \text{ квант/см}^2 \cdot \text{сек}$ приведены в табл. 1. В табл. 2 содержатся итоги аналогичного рас-

Значения $\xi_1 (E_0, \bar{h}, \bar{\beta})$ для различных $E_0 = 0,662$ Мэв (изотропный детектор) Таблица 1

\bar{h}	$\bar{\beta}$							
	1	2	5	10	20	50	100	∞
0,01	0,16	0,25	0,40	0,53	0,64	0,77	0,84	1
0,02	0,19	0,28	0,45	0,58	0,70	0,82	0,89	1
0,05	0,23	0,35	0,53	0,67	0,77	0,89	0,95	1
0,10	0,26	0,40	0,60	0,72	0,82	0,91	0,96	1
0,50	0,39	0,55	0,76	0,87	0,91	0,98	0,99	1

Значения $\xi_2 (E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)$ для различных $\bar{h}, \bar{\beta}, \theta$ и $E_0 = 0,662$ Мэв (направленный детектор) Таблица 2

\bar{h}	$\theta = 60^\circ$				$\theta = 70^\circ$				$\theta = 80^\circ$			
	$\bar{\beta}$											
	10	20	50	∞	10	20	50	∞	10	20	50	∞
0,01	0,88	0,94	0,97	1	0,87	0,92	0,96	1	0,81	0,91	0,93	1
0,50	0,88	0,94	0,99	1	0,87	0,92	0,96	1	0,82	0,93	0,97	1

чета для направленного детектора с углом обзора 2θ по соотношению (4).

Из данных табл. 1 и 2 вытекает следующее.

1. При заданном значении коэффициента β интенсивность нерассеянных γ -квантов, регистрируемых направленным детектором, ослабляется (по сравнению с интенсивностью от пленочного источника) значительно меньше, чем в случае регистрации γ -излучения изотропным детектором. Например, для $\theta = 60^\circ$, $\bar{h} = 0,01$, $\bar{\beta} = 10$ (что для квантов Cs^{137} соответствует $\beta = 0,8 \text{ см}^2/\text{г}$ и $h = 1 \text{ м}$) $\xi_2 = 0,88$, т. е. происходит ослабление в 1,13 раза [$J_0(E_0, \bar{h}, \theta)/J_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta) = 1/\xi_2$]; в то же время для изотропного детектора $\xi_1 = 0,53$ и наблюдается ослабление в 1,88 раза, что превышает ослабление для коллимированного детектора в 1,65 раза.

2. С увеличением высоты изотропного детектора над поверхностью почвы ослабевает влияние заглупления на интенсивность нерассеянных γ -квантов. Например, при $\bar{\beta} = 10$, $E_0 = 0,662 \text{ Мэв}$ и $\bar{h} = 0,5$ $\xi_1 = 0,87$, т. е. происходит ослабление в 1,13 раза (по сравнению с пленочным источником); при $\bar{h} = 0,01$ $\xi_1 = 0,40$, т. е. осуществляется ослабление в 2,5

раза. Для направленного детектора влияние β практически не зависит от изменения высоты съемки.

При полевых γ -спектральных измерениях запаса σ осколочных продуктов значение $\bar{\beta}$ обычно заранее неизвестно, и его либо полагают равным бесконечности (изотоп распределен в виде бесконечной тонкой пленки), либо (наиболее частый случай) предполагают, что вся съемочная площадь может быть охарактеризована значением коэффициента β , измеренным на одном или немногих участках. Очевидно, что определенные во втором случае значения концентраций будут содержать ошибки, обусловленные тем, что в точках наблюдений значения $\beta \neq \beta_0$. Результаты расчета величины таких ошибок для запаса Cs^{137} в предположении, что в точках наблюдения фактические значения отклоняются от принятых β_0 на 50%, т. е. $\delta\beta = 50\%$, представлены в табл. 3. Расчет выполнен для случая регистрации интенсивности γ -излучения Cs^{137} изотропными ($\theta = 90^\circ$) и направленными детекторами ($\theta = 70^\circ$). Данные об ошибках получены для $\bar{h} = 0,01$ ($h = 1 \text{ м}$ для $E_0 = 0,662 \text{ Мэв}$) из значений функции

$$\alpha(\theta) = \frac{1}{J_0(E_0, \bar{\beta}, \bar{h}, \theta)} \cdot \frac{\partial J_0(E_0, \bar{\beta}, \bar{h}, \theta)}{\partial \bar{\beta}} \Delta \bar{\beta}, \quad (5)$$

где

$$\frac{\partial J_0(E_0, \bar{\beta}, \bar{h}, \theta)}{\partial \bar{\beta}} = \bar{h} e^{\bar{\beta} \bar{h}} \left[\varepsilon_1 \left(\frac{\bar{h}}{\cos \theta} + \bar{\beta} \bar{h} \right) - \varepsilon_1(\bar{h} + \bar{\beta} \bar{h}) \right] + \left[\frac{e^{-\bar{h}}}{1 + \bar{\beta}} - \frac{e^{-\bar{h}/\cos \theta}}{\bar{\beta} + 1/\cos \theta} \right];$$

$$\Delta \bar{\beta} = \bar{\beta} \delta \bar{\beta};$$

$J_0(E_0, \bar{\beta}, \bar{h}, \theta) = \frac{J_0(E_0, \bar{\beta}, \bar{h}, \theta)}{\sigma}$ — интенсивность нерассеянного γ -излучения источника, распре-

Значения ошибок определения запаса Cs^{137} , обусловленных колебаниями коэффициента $\beta = \beta_0 \pm 0,5\bar{\beta}_0$ Таблица 3

$\beta, \text{ см}^2/\text{г}$	$\bar{\beta}$	$\alpha, \%$		$\alpha(\theta = 90^\circ)/\alpha(\theta = 70^\circ)$
		$\theta = 90^\circ$	$\theta = 70^\circ$	
0,5	6,4	17,6	9,2	1,9
1,0	13	15,0	5,8	2,6
5,0	64	7,4	1,4	5,3
10,0	128	4,5	0,6	7,5

деленного по экспоненте; $\sigma = \frac{q_0}{\beta} = 1$. Графики функций $\frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{\beta}, \bar{h}, \theta)/\partial \bar{\beta}}{\bar{J}_0(E_0, \bar{\beta}, \bar{h}, \theta)}$ для γ -квантов Cs^{137} при различных значениях θ приведены на рис. 1.

Из табл. 3 следует, что применение направленных детекторов позволяет снизить ошибки в определении запаса Cs^{137} в грунтах в два—семь раз по сравнению с измерениями при помощи изотропных детекторов. Такой существенный эффект обусловлен тем, что заглубление Cs^{137} наиболее сильно влияет на интенсивность γ -излучения, приходящего под углами, близкими к 90° .

Если при полевых измерениях распределение источника принимают пленочным (а оно на самом деле не является таковым), то допуская при этом погрешности нахождения запаса с целиком определяются данными табл. 1 и 2. Здесь, как и в предыдущем случае, использование направленных детекторов дает существенный выигрыш в точности измерений по сравнению с применением изотропных детекторов.

Влияние микрорельефа

Выполненные выше расчеты относятся к идеально плоской земной поверхности.

При свежих выпадениях радиоактивные продукты располагаются на местности в виде тонкой пленки. Неровности рельефа местности (микрорельеф) существенно снижают интенсивность γ -излучения выпавших продуктов. Наиболее сильно микрорельеф влияет на интенсивность нерассеянных γ -квантов удаленных участков местности. Участки непосредственно под детектором микрорельефом практически не экранируются. Отсюда также следует целесообразность исключения влияния удаленных участков местности путем измерения γ -излучения направленными детекторами.

Для численных оценок влияния микрорельефа авторами настоящей работы использованы результаты работы [2], в которой показано, что влияние микрорельефа по своему действию на γ -излучение эквивалентно перекрытию плоского источника слоем неактивного поглотителя толщиной l . Эта толщина зависит от характера микрорельефа и колеблется для равнинных территорий (дно высохшего озера, песчаная пустыня, перепаханные участки) от долей сантиметра до нескольких сантиметров почв. Такая модель является приближенной; при малых углах обзора детектора она дает завы-

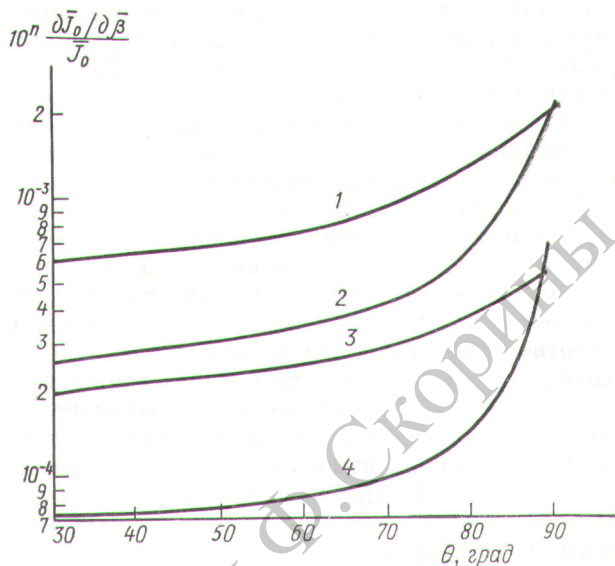


Рис. 1. Графики функций $\frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)/\partial \bar{\beta}}{\bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)}$ для различных значений $\bar{\beta}$ и θ ($\bar{h}=0,01$, $E_0=0,662$ Мэв):

1— $n=1$, $\beta=1$ см²/г, $\bar{\beta}=12,8$; 2— $n=0$, $\beta=5$ см²/г, $\bar{\beta}=64$;
3— $n=2$, $\beta=0,5$ см²/г, $\bar{\beta}=6,4$; 4— $n=0$, $\beta=10$ см²/г, $\bar{\beta}=128$.

шенные оценки влияния микрорельефа на интенсивность γ -излучения.

В табл. 4 приведены результаты расчета по соотношению $J(E_0, h, \theta, l) = \frac{\sigma}{2} [\varepsilon_1 (\mu_b h + \mu_{\text{п}} l) - \varepsilon_1 \left(\frac{\mu_b h + \mu_{\text{п}} l}{\cos \theta} \right)]$ значений функции $\xi_0 = \frac{J_0(E_0, h, \theta, l)}{J_0(E_0, h, \theta)}$, характеризующих ослабление γ -излучения почв микрорельефом по сравнению с излучением пленочного источника ($l=0$). Расчет выполнен для $E_0 = 0,4 \div 0,8$ Мэв, $h = 1$ м, $\theta = 60 \div 90^\circ$.

Значения функции $\xi_0 = J_0(E_0, h, l, \theta)/J_0(E_0, h, \theta)$ для изотропного и направленного детекторов Таблица 4

θ , град	l , г/см ²				
	0	1	2	3	4
90	1,0	0,48	0,32	0,26	0,21
80	1,0	0,80	0,68	0,56	0,47
70	1,0	0,88	0,77	0,67	0,58
60	1,0	0,91	0,80	0,72	0,64
50	1,0	0,97	0,88	0,80	0,72

Из табл. 4 видно, что для изотропного детектора при изменении l от 0 до 2 г/см² $\xi_0 = 0,32$ (ослабление в 3,1 раза), а для $\theta = 70^\circ$ соответствующее значение $\xi_0 = 0,78$ (ослабление в 1,3 раза), т. е. влияние микрорельефа на интенсивность нерассеянных γ -квантов в случае регистрации направленным детектором ($\theta = 70^\circ$) примерно в 2,5 раза слабее, чем при регистрации γ -излучения изотропным детектором. Дальнейшее уменьшение угла θ влечет еще большее снижение погрешности. Однако при этом падает чувствительность измерений и соответственно растут статистические ошибки. Поэтому оптимальный угол $\theta_{\text{опт}}$ зависит также и от уровня существующего загрязнения местности. Способы нахождения оптимального угла $\theta_{\text{опт}}$, определяемого из требования минимума суммарной ошибки, обусловленной статистическими флуктуациями и колебаниями характера микрорельефа местности, рассмотрены в работах [1, 3]. Как показали расчеты и эксперименты по измерению глобального загрязнения местности Cs^{137} , $\theta_{\text{опт}}$ находится в пределах $50-70^\circ$.

По мере заглупления изотопа снижается влияние микрорельефа на интенсивность γ -излучения. Эксперименты подтвердили, что для продуктов старых глобальных выпадений ($\beta =$

$= 0,5 \div 1,0 \text{ см}^2/\text{г}$) при $h = 1 \text{ м}$ и $\theta = 70^\circ$ влиянием микрорельефа можно пренебречь.

Влияние условий измерений на регистрируемую интенсивность γ -квантов

При наземных γ -спектральных измерениях трудно обеспечить постоянную высоту детектора в пунктах наблюдения. Это связано как с чисто инструментальными погрешностями измерения высоты, так и с неровностями почвы, в результате чего надо учитывать не высоту детектора в точке наблюдения, а некоторую среднюю высоту в зоне обзора детектора. В некоторых случаях, как показал опыт, суммарные погрешности определения высоты могут достигать 10 см. Другая группа ошибок связана с колебаниями в процессе съемки величины угла регистрации θ (например, за счет смещения сцинтилляционного счетчика относительно коллиматора и т. д.). На рис. 2 приведены графики функций $\frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)}{\partial \bar{h}}$ и $\frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)}{\partial \theta}$, вычисленные по соотношениям (6) и (7) для $E_0 = 0,662 \text{ Мэв}$, $h = 1 \text{ м}$, $\frac{q_0}{\beta} = 1 \text{ квант/см}^2 \cdot \text{сек}$, $\theta = 30 \div 90^\circ$, $\beta = 0,5 \div 10 \text{ см}^2/\text{г}$:

$$\frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)}{\partial \bar{h}} =$$

$$= -\frac{1}{2} \bar{\beta} e^{\bar{\beta} \bar{h}} \left\{ \varepsilon_1 [\bar{h}(1 + \bar{\beta})] - \varepsilon_1 \left[\bar{h} \left(\bar{\beta} + \frac{1}{\cos \theta} \right) \right] \right\}; \quad (6)$$

$$\frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)}{\partial \theta} = \frac{1}{2} \bar{\beta} \frac{\sin \theta}{1 + \bar{\beta} \cos \theta} e^{-\bar{h}/\cos \theta}. \quad (7)$$

Из рис. 2 следует, что погрешность $\alpha_2 = \frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)/\partial \bar{h}}{\bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)} \Delta \bar{h}$ (где $\Delta \bar{h}$ — абсолютное изменение высоты детектора над уровнем земли) для изотропного детектора существенно выше (и особенно для незаглупленных осколочных продуктов), чем для направленного. Величины $\alpha_2(\theta)$ и $\alpha_3(\theta) = \frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)/\partial \theta}{\bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)} \Delta \theta$ (где $\Delta \theta$ — абсолютное изменение угла обзора детектора θ) практически не зависят от β [для $\alpha_3(\theta)$ при $\theta \leq 70^\circ$]. Ошибки $\alpha_3(\theta)$ превосходят по величине значения $\alpha_2(\theta)$. Так, если для $\theta = 70^\circ$ и $\Delta \bar{h} = 0,001$ ($\Delta h = 10 \text{ см}$) $\alpha_2(\theta) \approx 0,2\%$, то при $\Delta \theta = 1 \div 3^\circ$ (реально возможный случай) значение $\alpha_3(\theta) = 5 \div 12\%$.

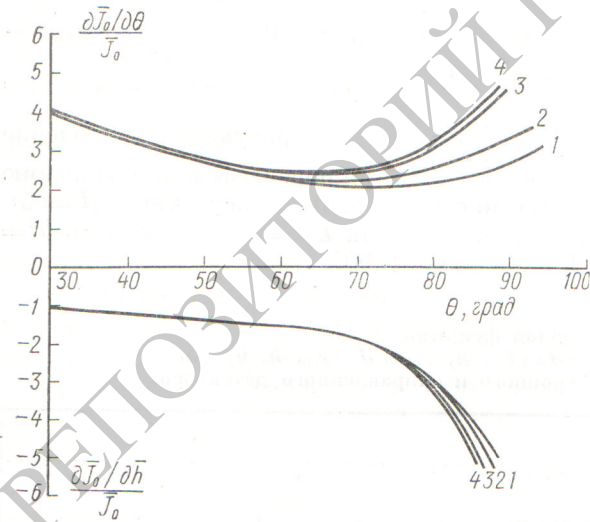


Рис. 2. Графики функций $\frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)/\partial \theta}{\bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)}$ и $\frac{\partial \bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)/\partial \bar{h}}{\bar{J}_0(E_0, \bar{h}, \bar{\beta}, \theta)}$ для различных значений θ и β ($\bar{h} = 0,01$, $E_0 = 0,662 \text{ Мэв}$):
1 — $\beta = 0,5 \text{ см}^2/\text{г}$; 2 — $\beta = 1 \text{ см}^2/\text{г}$; 3 — $\beta = 5 \text{ см}^2/\text{г}$; 4 — $\beta = 10 \text{ см}^2/\text{г}$.

Опыт наземной γ -спектральной съемки глобального загрязнения местности Cs^{137}

В течение нескольких последних лет методом наземной γ -спектрометрии изучалось глобальное загрязнение местности долгоживущим осколочным изотопом Cs^{137} . Измерения выполнялись при помощи полевого 64-канального анализатора и детектора с кристаллом $NaI(Tl)$ 100×100 мм [4], помещенным в стальной конический коллиматор с толщиной стенок 5 см и углом раствора $2\theta = 140^\circ$. В каждой точке измерений детектор с коллиматором устанавливался на треноге на высоте ~ 1 м над поверхностью земли. Продолжительность одного измерения t составляла 9 мин. Как показали специально проведенные эксперименты по изучению изменения интенсивности γ -излучения Cs^{137} в интервале h 0—5 м, при $h = 1$ м влияние микрорельефа минимально, а ослабление γ -излучения незначительно.

Пункты измерений размещались на целинных участках с ненарушенным распределением Cs^{137} по глубине почв. На каждом участке площадью в несколько сот квадратных метров запас Cs^{137} находили как среднее из измерений в двух-трех точках, отстоящих друг от друга на 50—100 м. Типичная спектрограмма, полученная в одной из точек наблюдения, представлена на рис. 3 (кривая 1). На спектрограмме четко выделяется фотопик с энергией $E_0 = 0,662$ Мэв, принадлежащий Cs^{137} , а также фотопики от естественных радиоактивных элементов — калия ($E_0 = 1,46$ Мэв) и тория ($E_0 = 2,62$ Мэв). Запас Cs^{137} (мкюри/км²) определялся из приборных спектрограмм по скорости счета в энергетической области 0,60—0,75 Мэв N_{Cs} (число импульсов за время t) с последующим вычитанием вклада естественных радиоактивных элементов в этой области:

$$\sigma = b_{Cs}N_{Cs} - (b_KN_K + b_{Ra}N_{Ra} + b_{Th}N_{Th}), \quad (8)$$

где N_K , N_{Ra} , N_{Th} — скорости счета за экспозицию t в «калиевой» ($E = 1,39 \div 1,54$ Мэв), «радиевой» ($E = 1,66 \div 1,86$ Мэв) и «ториевой» ($E = 1,93 \div 3,0$ Мэв) областях энергетического спектра. Коэффициенты b_i при отсчете N_i получены в результате специальных калибровочных измерений на моделях полупространства, заполненных калием, ураном и торием соответственно [4]. Коэффициент при N_{Cs} вычислен из данных измерений на плечевой модели Cs^{137} .

Погрешность определения запаса Cs^{137} , обусловленная статистикой радиоактивного распа-

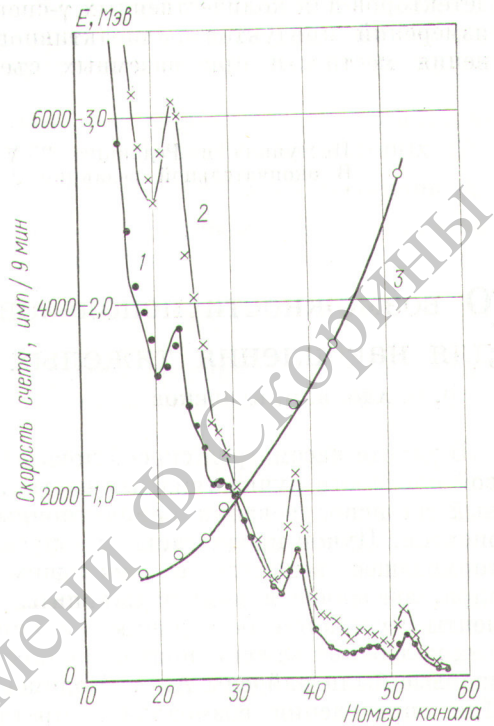


Рис. 3. Приборные спектрограммы, полученные в одной и той же точке:

1—детектор с коническим коллиматором ($\theta=70^\circ$); 2—изотропный детектор; 3—энергетическая шкала [$E=E(k)$, k —номер канала].

да для $\sigma = 100$ мкюри/км² и $t = 9$ мин, оказалась равной ~ 5 мкюри/км². Для сравнения укажем, что при отсутствии коллиматора статистическая погрешность составляет ~ 3 мкюри/км². Приборный спектр, соответствующий условию измерений изотропным детектором, дан на рис. 3 (кривая 2).

Для оценки точности наземных γ -спектральных определений в пунктах измерений отбирались пробы почв, запас Cs^{137} в которых находили лабораторным γ -спектральным методом. В результате сопоставления измерений в 50 пунктах установлено, что расхождение между полевым и лабораторным методами анализа не превышает 15—20%.

Пространственные вариации запаса Cs^{137} по нескольким десяткам участков (каждый размером в сотни квадратных метров), расположенных в различных ландшафтных зонах, составили 10—15%.

Приведенные в настоящей статье расчетные и экспериментальные данные указывают на целесообразность использования направленных

детекторов для количественных γ -спектральных измерений продуктов радиоактивного загрязнения местности при наземных съемках.

Поступила в Редакцию 25/V 1970 г.
В окончательной редакции 2/XI 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Коган и др. Основы γ -спектрометрии природных сред. М., Атомиздат, 1969.
2. R. Frensch. Health Phys., 14, 331 (1968).
3. Н. Д. Балясный и др. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 35. Л., «Недра», 1968, стр. 49.
4. В. А. Воробьев и др. «Атомная энергия», 26, 555 (1969).

О возможности использования ионизационного трения для накопления тяжелых частиц

УДК 621.384.6

Ю. М. АДО, В. И. БАЛБЕКОВ

В работе рассмотрен способ повышения фазовой плотности пучка тяжелых частиц, основанный на использовании ионизационных потерь энергии. Пучок предлагается пропускать через тормозящее вещество с небольшим зарядом ядра, введенное в камеру накопителя. Декременты затухания бетатронных и синхротронных колебаний за счет «ионизационного трения» впервые были найдены А. А. Коломенским [1]. Для определения возможности практического использования этого явления в настоящей работе проведено более детальное исследование с учетом таких отрицательных факторов, как кулоновское рассеяние, статистические флуктуации ионизационных потерь, ядерные взаимодействия и эффекты перезарядки. В работе [2] утверждается, что эти процессы не позволяют использовать ионизационное трение для сжатия фазового объема. Однако оказывается, что при энергии в несколько мегаэлектронвольт можно создать условия, при которых ионизационное трение преобладает над конкурирующими процессами, и можно осуществить десятки импульсов инжекции частиц в постоянный фазовый объем за время, меньшее 0,1 сек. Накопитель такого типа может найти применение в ядерной физике.

Декременты колебаний. Рассмотрим накопитель протонов с камерой, заполненной веществом, плотность которого n зависит от обобщенного азимута ϑ и радиальной координаты x . Ионизационные потери энергии, отнесенные к единице пути, равны [3]

$$F = \frac{dE_i}{dS} = 4\pi n r_e^2 E_e Z \left(\frac{1}{\beta^2} \ln \frac{2E_e \beta^2 \gamma^2}{IZ} - 1 \right), \quad (1)$$

где $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см и $E_e = 0,511$ Мэв — классический радиус и энергия покоя электрона; β — отношение скорости протона к скорости

света c ; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; Z — атомный номер; IZ — средний потенциал ионизации атома, причем $I \approx 13,5$ эв (для водорода $I = 14,9$ эв). Эффект плотности здесь не учтен, так как тормозящее вещество считается достаточно разреженным.

Величина F совпадает с абсолютным значением силы ионизационного трения, поэтому уравнение вертикальных бетатронных колебаний приобретает вид

$$z'' + \frac{cF}{\omega\beta E} z' + g_z z = 0, \quad (2)$$

где ω — угловая скорость; E — полная энергия протона; g_z — обычный коэффициент магнитной жесткости; штрих означает дифференцирование по ϑ . Отсюда следует, что амплитуда колебаний затухает как $e^{-\Gamma z t}$ с декрементом

$$\Gamma_z = \left\langle \frac{cF}{2\beta E} \right\rangle. \quad (3)$$

Скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по обороту.

Для радиальных колебаний

$$x'' + \frac{cF}{\omega\beta E} x' + g_x x = KR_0^2 \frac{\varepsilon}{\beta^2}, \quad (4)$$

где K и R_0 — локальная кривизна и средний радиус орбиты, а относительное отклонение энергии частицы от равновесного значения $\varepsilon = \frac{\Delta E}{E}$ удовлетворяет уравнениям

$$\varepsilon' = \frac{eV}{2\pi E} (\cos \varphi - \cos \varphi_s) - \frac{1}{E} (E'_i - E'_{is}); \quad (5)$$

$$\varphi' = q \frac{\alpha \gamma^2 - 1}{\gamma^2 - 1} \varepsilon. \quad (6)$$

Здесь V — амплитуда ускоряющего напряжения; q — кратность; α — коэффициент расширения орбит; индекс s относится к синхронной частице. Добавку, связанную с ионизационным