

определения интегральных потоков составляет не более 7%, должна быть не менее 1 Мэв;

2) относительная ошибка восстановленных данных увеличивается не более чем в 2—3 раза по отношению к ошибке в исходных данных;

3) наименьшее уклонение восстановленных данных наблюдается в середине интервалов. Ошибка в этих

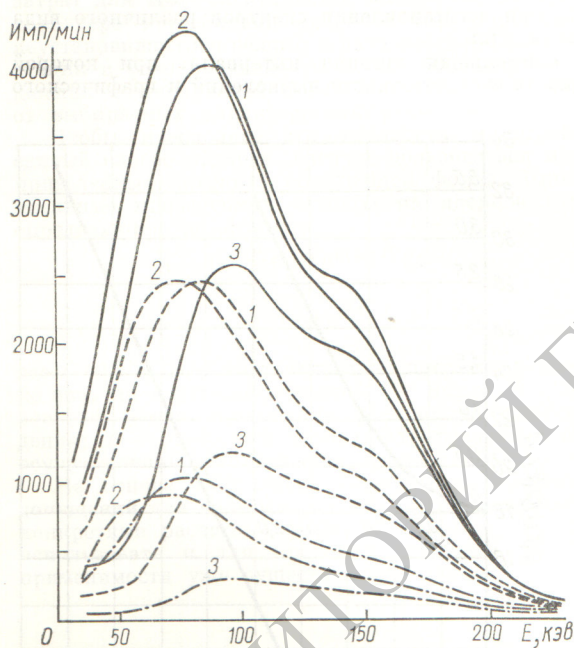
точках не превышает 10—15% при неточности исходных данных 10%.

(№ 404/5714. Поступила в Редакцию 13/I 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 4 рис., 1 табл., 9 библиографических ссылок).

Спектр рассеянного γ -излучения на малых расстояниях от источника

В. И. УТКИН

В приближении непрерывных потерь получено * соотношение, определяющее значение энергии, соответствующей максимуму спектра многократно рассеянного γ -излучения в состоянии условного равнове-



Спектр рассеянного γ -излучения источника Se^{75} в средах:

1 — графит насыпной; 2 — графит блочный; 3 — песок кварцевый; длина зонды: — 7,5 см; --- 10,5 см; -·-·- 14,5 см.

Об эффективности радиаторов и поглотителей заряженных частиц

В. М. ЛЕНЧЕНКО, Е. В. САЗОНОВА, Л. А. СОФИЕНКО

УДК 539.2:539.16.04

Проведен расчет энергии, излучаемой радиаторами или поглощаемой поглотителями заряженных частиц (α -, β -частиц, комптон- и фотоэлектронов и т. д.) для трех геометрий радиаторов (поглотителей): цилинд-

рических (нитевидных), пленочных и шариковых. Энергия представлена в виде

$$Q = V \int N(\epsilon) K(\epsilon, Z) \epsilon d\epsilon. \quad (1)$$

Здесь V — объем радиатора (поглотителя); $N(\epsilon) d\epsilon$ — число заряженных частиц, созданных в единице объема радиатора (для поглотителя — в единице объема внеш-

весия (критическая энергия); $\mu_{ph}(\epsilon) = \frac{d}{d\epsilon} [\mu_e(\epsilon) \overline{\Delta\epsilon}]$, где $\mu_{ph}(\epsilon)$ — коэффициент фотопоглощения; $\mu_e(\epsilon)$ — коэффициент комптоновского взаимодействия; $\overline{\Delta\epsilon}$ — средняя энергия, теряемая γ -квантом при однократном столкновении с электроном. Полученные данные хорошо согласуются с результатами точных численных расчетов и экспериментов.

Для различных источников (Tu^{170} , Se^{75} , Cs^{137}) и рассеивающих сред (графит, вода, песок, алюминий) экспериментально показано, что в случае, когда состояние условного равновесия не достигнуто, энергия, соответствующая максимуму спектра, больше критической. Определено, на каком расстоянии от источника (длина зонды) достигается состояние условного равновесия для рассеянных γ -квантов.

Для указанных выше источников и рассеивающих сред наблюдалось явление инверсии (независимость величины интегральной интенсивности от плотности), которое возникает в том случае, когда состояние условного равновесия не достигнуто и изменения спектральных интенсивностей в «мягкой» и «жесткой» частях спектра равны (см. рисунок). Величина зонды инверсии зависит от спектральной чувствительности детектора: при измерении только жесткой компоненты величина зонды инверсии уменьшается и при дальнейшем увеличении энергии регистрируемых γ -квантов явление инверсии вообще не может быть достигнуто; при измерении только мягкой компоненты величина зонды инверсии совпадает с расстоянием, на котором устанавливается состояние условного равновесия.

(№ 405/5653. Статья поступила в Редакцию 20/XI 1969 г., аннотация — 20/I 1970 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 2 табл., 4 библиографические ссылки).

* В. С. Анастасевич. «Атомная энергия», 10, 389 (1964).

ней излучающей среды) за определенное время; ε — начальная энергия частицы; $K(\varepsilon, Z)$ — эффективность радиатора (поглотителя), где Z — совокупность параметров, характеризующих геометрию радиаторов (поглотителей), а также их тормозные способности.

Показано, что $K(\varepsilon, Z)$ для радиатора зависит от ε и Z только через параметры $x = \frac{R_1(\varepsilon)}{d}$ и n_1 , а для поглотителя — также и от $R_2(\varepsilon)$ и n_2 , где $R_i(\varepsilon) = A_i \varepsilon^{n_i}$ — зависимость пробега R от энергии частицы в материале радиатора или поглотителя (среда 1 — материал ячейки Брэгга — Грея) и окружающей среды (среда 2 — материал стенок ячейки Брэгга — Грея).

Из результатов расчетов следует, что $K_r(\varepsilon, Z) \equiv K_r(x)$ меняется от нуля до единицы при уменьшении размеров радиатора (d — диаметра шарика, нити или толщины пленки), т. е. при изменении x от $x = 0$ до $x = \infty$. Эффективность поглотителя при этом меняется от нуля до значения

$$K_a(x = \infty) = \frac{R_2 n_2}{R_1 n_1 (1 + n_2 - n_1)} \quad (2)$$

Для излученной (поглощенной) энергии получены следующие предельные значения:

для радиаторов

$$Q_r(x \ll 1) \approx S \frac{n_1}{4(n_1 + 1)} \int N_1(\varepsilon) R_1(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon; \quad (3)$$

$$Q_r(x \gg 1) \approx V \int N_1(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon; \quad (4)$$

для поглотителей

$$Q_a(x \ll 1) \approx S \frac{n_2}{4(n_2 + 1)} \int N_2(\varepsilon) R_2(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon; \quad (5)$$

$$Q_a(x \gg 1) \approx V \frac{n_2}{n_1(1 + n_2 - n_1)} \int \frac{R_2(\varepsilon)}{R_1(\varepsilon)} N_2(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon. \quad (6)$$

Это значит, что при больших размерах радиаторов (поглотителей) баланс энергии определяется поверхностью S раздела сред 1 и 2, при малых размерах (меньше пробега частицы) — объемом V радиатора или поглотителя. В промежуточных случаях, с которыми чаще всего приходится иметь дело на практике, эта зависимость значительно сложнее. Уравнение (6) является обобщением теоремы Брэгга — Грея на случай, когда среды 1 и 2 имеют разные тормозные способности.

(№ 406/5616. Поступила в Редакцию 25/IX 1969 г. Полный текст 0,6 а. л., 2 рис., 4 библиографических ссылки.)

Электротехнические свойства фарфора в процессе γ -облучения

Н. С. КОСТЮКОВ, В. В. ТАЛЫЗИН, М. И. МУМИНОВ, М. И. ЗИЛЬБЕРМАН

УДК 541.13

В связи с необходимостью разработки радиационно-стойких электротехнических и радиотехнических устройств представляет практический интерес изучение изменений свойств электротехнического фарфора под действием γ -облучения.

В данной работе рассмотрено изменение величин ρ , $\text{tg } \delta$, ε и температуры электротехнического фарфора под действием γ -облучения при различных значениях мощности экспозиционной дозы излучения (до $4,8 \times 10^3$ р/сек). Для $\text{tg } \delta$ и ε снималась зависимость от частоты. Измерения проводились при частотах 500 гц, 1, 10, 20 кгц.

С целью оценки погрешности измерений изучено поведение изоляции кабеля РК-75-9-12 и твердотельного наполнителя измерительной ячейки (компаунд на основе ЭД-5) под действием γ -излучения при мощности экспозиционной дозы излучения $4,8 \cdot 10^3$ р/сек.

Образцы в виде дисков с электродами, наносимыми вжиганием серебра из пасты при 800°C . Образец имел два измерительных электрода и охранное кольцо.

Анализ полученных кривых для различных мощностей экспозиционной дозы излучения при измерениях величин ρ , $\text{tg } \delta$ и ε показывает, что уменьшение величины ρ и возрастание величин $\text{tg } \delta$ и ε не исчерпывается радиационным разогревом, а носит более сложный характер, хотя изменение этих величин следует за изменением температуры. После удаления образца исследуемого материала из поля γ -облучения величины ρ , $\text{tg } \delta$ и ε восстанавливаются до исходных значений перед облучением.

(№ 407/5490. Поступила в Редакцию 22/VII 1969 г., в окончательной редакции 8/XII 1969 г. Полный текст 0,5 а. л., 6 рис., 6 библиографических ссылок.)

О траекториях частиц в изохронном циклотроне при наличии ускорения

Ю. К. ХОХЛОВ

Рассматривается плоская траектория частицы, ускоряемой в изохронном циклотроне с произвольными числом и расположением ускоряющих промежутков (щелей). Щели предполагаются бесконечно тонкими. Траектория частицы, имеющей на данном участке импульс p , отсчитывается от соответствующей (при-

надлежащей тому же p) равновесной орбиты $R(\varphi)$ по формуле

$$r(\varphi) = R(\varphi) + z(\theta) \cos \psi(\varphi),$$

где r, φ — полярные координаты; $\psi(\varphi)$ — угол падения, определяемый из $\text{tg } \psi(\varphi) = R'(\varphi)/R(\varphi)$; θ — обобщенный азимут.

УДК 621.384.611