

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 $4,8 \times 10^3$ p/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 $4,8 \cdot 10^3$ p/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 измерении величин ρ , $\text{tg } \delta$ и ε показывает, что уменьшение величины ρ и возрастание величин $\text{tg } \delta$ и ε не исчершивается 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

УДК 621.384.611

Рассматривается плоская траектория частицы, уско-ряемой 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.