

Поглощенная доза нейтронов вычисляется по формуле

$$D = \frac{A}{C(\Gamma/C)_T}, \quad (3)$$

где A — активность детектора, расп/сек ; $(\Gamma/C)_T$ — значения чувствительности детекторов, приведенные в таблице; C — постоянная для данного типа детектора, выражение для которой дано выше, в частности для 1 г меди $C_{\text{Cu}} = 6,08 \cdot 10^{-6}$, а для 1 г фосфора $C_p = 8,62 \times 10^{-5}$.

Следует заметить, что реальные спектры нейтронов на поверхности тела могут существенно отличаться от спектров нейтронов, выходящих из сборки или защиты как за счет рассеяния от стен помещения, в котором находится сборка, так и за счет рассеяния от тела человека. Поэтому оценка дозы медными детекторами может привести к заметным ошибкам, даже если изве-

стен спектр нейтронов, выходящий из сборки. Однако рассеяние нейтронов не влияет на оценку дозы с помощью фосфорных детекторов.

Поступило в Редакцию 18/IX 1968 г.
В окончательной редакции 19/II 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Dennis. Neutron Dosimetry Using Activation Techniques. AERE-R 4277, 1963.
2. J. Dennis. Dosimetry in Criticality Accidents. AERE-R 4365, 1964.
3. L. Anderson. Health Physics, 10, 315 (1964).
4. R. Barrall, W. McElroy. Personnel Dosimetry for Radiation Accidents. Vienna, IAEA, 1965, p. 251.

Исследование гамма-элементов в мощных потоках γ -излучения

А. Г. ВАСИЛЬЕВ, В. М. ТРОФИМОВ

УДК 539.107

В основу действия гамма-элементов [1] была положена различная вероятность взаимодействия γ -квантов с веществами разного атомного состава. Плотность потока вторичных электронов от элемента с большим Z превышает плотность потока в обратном направлении. Еще большую роль в образовании тока в внешней цепи играет различие в коэффициентах k_Z [2] обратного рассеяния электронов от полезементов. Величины k_Z почти не зависят от энергии электронов [2,3].

Нами изготовлены и исследованы цилиндрические гамма-элементы высотой $h = 3,93 \text{ см}$, состоящие из свинцовой трубы (внутренний радиус $r_{\text{Pb}} = 0,77 \text{ см}$) и внутреннего алюминиевого цилиндра (наружный радиус $r_{\text{Al}} = 0,75 \text{ см}$) с изолирующими полистиреновыми кольцами. На гамма-установке К-120 000 [4] испытывались два варианта датчиков — заполненные воздухом и вакуумированные до $10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ в отпаянной стеклянной оболочке. Для образца при атмосферном давлении получено значение выхода

$$C = \frac{i}{p_0} = 8,4 \cdot 10^{-12} \frac{a}{\text{п/сек}}, \quad (1)$$

а для вакуумированного образца

$$C_{\text{вак}} = \frac{i}{p_0} = 9,8 \cdot 10^{-12} \frac{a}{\text{п/сек}}. \quad (2)$$

Для измерения i использовался усилитель постоянного тока У1-2.

Для сравнения интересно отметить, что для наперстковых камер из алюминия с рабочим объемом $0,3 \text{ см}^3$, по габаритным размерам близких к гамма-элементам, получена чувствительность $\sim 10^{-10} \frac{a}{\text{п/сек}}$, т. е. на порядок выше, чем для гамма-элементов.

Величина $C_{\text{вак}}$ не изменилась при испытании в диапазоне температур $25 \div 210^\circ \text{ С}$. Это свойство гамма-элементов является уникальным. Дополнительные преимущества — работоспособность при больших p_0 и взрывобезопасность.

Недостатком гамма-элементов является большой ход с жесткостью α , который можно оценить по форму-

лам, запись которых очевидна:

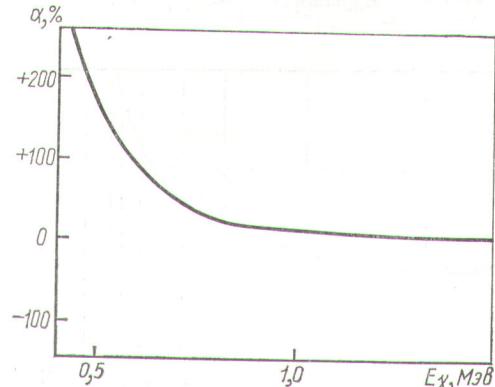
$$\alpha = \frac{C(E_\gamma)}{C(E_\gamma = 1,25 \text{ МэВ})} - 1, \quad (3)$$

$$C = \text{const} \{ \Phi(E_\gamma) [\varepsilon_{\text{Pb}} r_{\text{Pb}} (1 - k_{\text{Al}}) - \\ - \varepsilon_{\text{Al}} r_{\text{Al}} (1 - k_{\text{Pb}})] \} \frac{a}{\text{п/сек}}, \quad (4)$$

где $\Phi(E_\gamma)$ — плотность потока γ -квантов, соответствующая 1 п/сек [5]; γ -квант/ $\text{см}^2 \cdot \text{сек}$; ε_{Pb} , ε_{Al} — числа электронов, попадающих в межэлектродное пространство в расчете на 1 γ -квант (соответствует эффективности гейгеровских счетчиков [6]); const = $1,6 \cdot 10^{-10} 2\pi h$.

Результаты расчета α для интервала $E_\gamma = 0,5 \div 1,5 \text{ МэВ}$ представлены на рисунке. Ход с жесткостью может быть уменьшен путем применения специальных фильтров.

Следует отметить, что абсолютные значения C , вычисляемые по формуле (4), меньше экспериментальных C примерно в 2,5 раза. Поэтому формула (4)



Расчет хода с жесткостью для гамма-элемента.

годится для определения порядка величин i при проектировании измерительной аппаратуры. Каждый тип гамма-элемента требует специальной калибровки.

Поступило в Редакцию 8/VII 1968 г.
В окончательной редакции 19/VIII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. W a r g i k h o f f Z. angew. Phys., 18, 44 (1964).
2. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959, стр. 24.

Расчет предельного тока в протонном линейном ускорителе

А. Д. ВЛАСОВ

Вычисление предельного тока протонов в линейном ускорителе является актуальным вопросом, которому уже посвящено много работ [1—17]. Поскольку результаты их нередко расходятся, целесообразно сделать краткий обзор и подвести итоги этих работ. Кроме того, в настоящей работе придан более удобный вид формуле предельного тока, учтено смещение равновесной фазы и проведено сравнение теории с опытом.

Ток ограничивается продольным расталкивающим действием собственного заряда ускоряемого пучка. Поперечное его действие можно уравновесить усилением системы фокусировки [2, 12]. В исследованиях используется пока в основном консервативное приближение — пучок предполагается разбитым на сформировавшиеся устойчивые сгустки частиц и возрастание их скорости не учитывается. Применяются два способа приближенного представления сгустков — в виде равномерно заряженных эллипсоидов и в виде цилиндров, в которых плотность заряда зависит от продольной координаты.

Равномерно заряженный эллипсоид — единственное распределение заряда, при котором силы расталкивания по трем осям взаимно независимы и пропорциональны одноименным координатам (влиянием стенок и остальных сгустков обычно пренебрегают). Эллипсоидная аппроксимация сгустков была применена в 1952 г. Файнбергом и др. [1], которые составили уравнения движения колеблющейся и равновесной частиц:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= e \left[E_m \cos \varphi + \frac{\rho}{\varepsilon_0} M_z (z - z_0) \right]; \\ \frac{dp_s}{dt} &= e \left[E_m \cos \varphi_s + \frac{\rho}{\varepsilon_0} M_z (z_s - z_0) \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

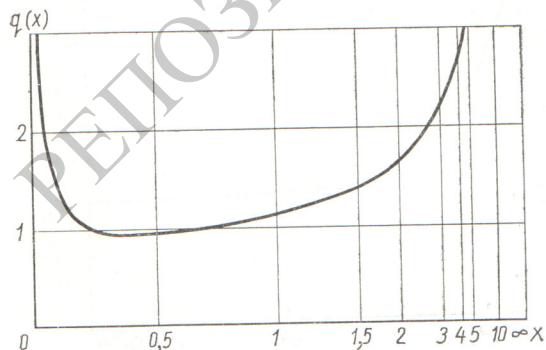


График функции $q(x)$.

3. Д. П. Осанов, Г. Б. Радзивский. Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 6, М., Атомиздат, 1967, стр. 107.
4. А. Х. Брегер, Б. И. Вайнштейн и др. Основы радиационно-химического аппаратуростроения. М., Атомиздат, 1967, стр. 96.
5. Измерение поглощенной дозы в нейтронных полях и смешанных полях «гамма-излучение и нейтроны». М., Атомиздат, 1964.
6. Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла. М., Изд-во иностр. лит., 1958, стр. 194.

УДК 621.384.64.01

и путем их вычитания получили фазовое уравнение. Запишем это уравнение в релятивистской форме [2]:

$$\frac{(1-\beta^2)^{3/2}}{\beta} \cdot \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{(1-\beta^2)^{3/2}} \cdot \frac{d}{dt} \beta (\varphi - \varphi_s) \right\} + \Omega_0^2 \left[\frac{\cos \varphi_s - \cos \varphi}{\sin \varphi_s} - S (\varphi - \varphi_s) \right] = 0. \quad (2)$$

Здесь $\Omega_0^2 = 2\pi e E_m (1-\beta^2)^{3/2} \sin \varphi_s / m_0 \beta \lambda$; $\beta = v_s/c$; e , m_0 , v , p , z , φ — заряд, масса покоя, скорость, импульс, продольная координата и фаза частицы; z_0 — координата центра сгустка; c — скорость света; t — время; E_m — амплитуда ускоряющей волны; λ — длина волны; M_z — коэффициент, зависящий от формы сгустка; $S = \rho \beta \lambda M_z / 2\pi \varepsilon_0 E_m \sin \varphi_s$ — параметр, пропорциональный плотности заряда ρ . Квадратные скобки в выражении (2) представляют производную от потенциальной функции $U(\varphi)$. С хорошей точностью

$$\begin{aligned} U'(\varphi) &\approx \frac{(\varphi - \varphi_s)^2}{2\varphi_s} + (\varphi - \varphi_s)(1-S); \\ U(\varphi) &= \frac{(\varphi - \varphi_s)^3}{6\varphi_s} + \frac{(\varphi - \varphi_s)^2}{2}(1-S). \end{aligned} \quad (3)$$

В работе [1] был сделан также качественный вывод об уменьшении области фазовой устойчивости (сепаратрисы) под действием собственного заряда сгустков.

В 1960 г. автором настоящей работы были определены размеры сепаратрисы и вычислен предельный ток [2]. Потенциальная функция $U(\varphi)$ имеет минимум при $\varphi = \varphi_s$, максимум при $\varphi - \varphi_s = -2\varphi_s(1-S)$ и значение, равное максимуму, при $\varphi - \varphi_s = \varphi_s(1-S)$. Поэтому длина сепаратрисы и продольная ось сгустка составляют

$$\Delta\varphi = 3\varphi_s(1-S); \quad 2b = 3\varphi_s(1-S) \tau \frac{\beta\lambda}{2\pi}, \quad (4)$$

сокращаясь пропорционально $1-S$ и обращаясь в нуль при $S = 1$ (τ — коэффициент использования сепаратрисы *). Ток частиц равен

$$\begin{aligned} I &= \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{4}{3} \pi a_x a_y b \rho = \\ &= \frac{2\pi a_x a_y E_m \varphi_s \sin \varphi_s}{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \lambda} \cdot \frac{S(1-S)}{M_z}. \end{aligned} \quad (5)$$

При квадрупольной фокусировке поперечные полуоси сгустка a_x , a_y периодически колеблются,

* В работе [2] было принято $\tau = 0,75$.