

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

В качестве примера на рис. 1 приведены дозовые факторы накопления рассеянного γ -излучения начальной энергии ($E_0 = 2,0$ Мэв) в цилиндре из свинца радиусом $R = 1,0$ μ^{-1} , рассчитанные методом Монте-Карло, по формулам (1) и [4—6]. На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов по формулам (1) и [4—6] в сравнении с экспериментальными данными [6].

Анализ расчетов для различных материалов (вода, алюминий, железо, олово, свинец) показывает, что формула (1) позволяет определять факторы накопления γ -излучения в цилиндрических блоках защиты длиной $r \leq 15$ μ^{-1} с точностью не хуже 30% в интервале начальной энергии источника 0,5—8,0 Мэв. Рекомендации работы [6] при этих условиях обеспечивают точностью не хуже 65%. Эмпирическая формула, предложенная в работах [4, 5], удовлетворительно описывает зависимость $B(\mu r, R)$ только для легких веществ (вода, алюминий); в этих случаях погрешность расчетов не превышает 60—70%. С увеличением атомного номера вещества неточность расчетов возрастает, достигая у свинца значений, превышающих 400% для цилиндров малого радиуса при начальной энергии источника $E_0 = 8,0$ Мэв.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. М. Вишнякову за четкую работу ЭВМ.

Поступило в Редакцию 4/IV 1973 г.

1. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений. Под ред. Г. И. Марчука. М., Атомиздат, 1967.
2. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. Перев. с англ. М., Госатомиздат, 1961.
3. Гольдштейн Г., Уилкинс Дж. В кн.: Защита транспортных установок с ядерным двигателем. Перев. с англ. Под ред. В. В. Орлова и С. Г. Цыпина. М., Изд-во иностр. лит., 1961, с. 212.
4. Климанов В. А., Машкович В. П. В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучения. Под ред. Л. Р. Кимеля. М., Атомиздат, 1966, вып. 5, с. 69.
5. Климанов В. А. и др. «Атомная энергия», 1967, т. 22, вып. 3, с. 228.
6. Бродер Д. Л. и др. В сб.: Вопросы физики защиты реакторов. Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Атомиздат, 1969, вып. 4, с. 161.

Свечение воздуха, вызываемое γ -излучением

ЖЕМЕРЕВ А. В., МЕДВЕДЕВ Ю. А., СТЕПАНОВ Б. М., ТРУХАНОВ Г. Я.

УДК 621.039.555

Характеристики световой вспышки, возбуждаемой импульсом γ -квантов в воздухе, изучались в работе [1]. При этом учитывалось как временное запаздывание светового сигнала в пределах излучающей области, так и эффект самопоглощения света. Была найдена временная зависимость интенсивности светового потока для различных по интенсивности потоков γ -квантов и определены условия, при которых эффект самопоглощения света несуществен. Так, например, для мгновенного источника γ -квантов, излучающего в единицу времени $\dot{N}(t) = N_0 \delta(t)$ γ -квантов, условие малости самопоглощения определяется выражением

$$N_0 \ll \frac{0,4\gamma}{\alpha_i \mu^2 v} \approx 5 \cdot 10^{21}, \quad (1)$$

где γ , α_i , μ , v — константы, характеризующие процесс ионизации воздуха под действием γ -квантов (все обозначения аналогичны принятым в работе [1]).

В работе [1] эффект рассеянного γ -излучения в световой вспышке учитывался приближенно введением эффективного коэффициента поглощения γ -квантов μ . Представляет интерес провести более корректный расчет интенсивности светового излучения, вызываемого рассеянным γ -излучением, и на его основе оценить точность используемого в работе [1] приближения. В настоящей работе этот эффект учитывается с помощью метода Монте-Карло, при этом рассматриваются такие потоки γ -квантов, при которых эффект самопоглощения несуществен.

Пусть известны энергия $\dot{E}(r, t)$, поглощаемая в единице объема на расстоянии r от источника в единицу времени, и закон высвечивания единичного объема под действием мгновенного импульса γ -квантов $K\delta(t)$. Тогда

временную зависимость интенсивности светового потока на расстоянии R_0 от источника можно описать выражением [1]:

$$I(R_0, t) = \frac{\eta}{4\pi} \int_{V_t} \frac{dv}{R^2} \int_{r/c}^{t-R/c} K \delta\left(t - \tau - \frac{R}{c}\right) \dot{E}\left(r, \tau - \frac{r}{c}\right) d\tau. \quad (2)$$

Интегрирование ведется по объему V_t , ограниченному поверхностью эллипсоида $r + R = ct$, фокусами которого являются источник γ -излучения и точка, в которой рассматривается световой поток.

Исследуем выражение (2) для точечного изотропного монохроматического источника γ -излучения с энергией ϵ_γ , излучающего в единицу времени $\dot{N}(t) = N_0 \delta(t)$ γ -квантов. Выделим световой поток, создаваемый нерассеянным γ -излучением. В этом случае поглощенная энергия $\dot{E}(r, t)$ определится выражением:

$$\dot{E}\left(r, t - \frac{r}{c}\right) = \mu \epsilon_e \dot{N}\left(t - \frac{r}{c}\right) \frac{e^{-\mu r}}{4\pi r^2}, \quad (3)$$

где ϵ_e — средняя энергия электрона, выбиваемого при комптоновском рассеянии γ -квантов; μ — коэффициент поглощения γ -квантов. Световой поток, создаваемый нерассеянным γ -излучением на больших ($R_0 \gg \mu^{-1}$) расстояниях от мгновенного источника γ -квантов, описывается выражением [1]

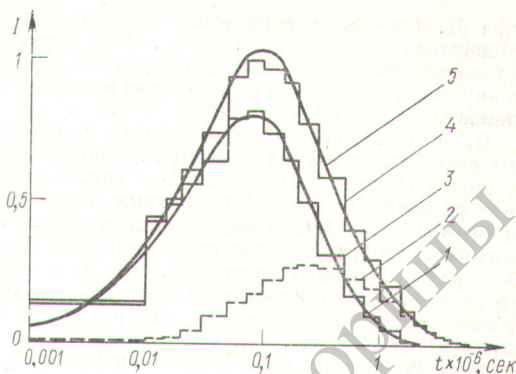
$$I_H(t) = \eta \frac{\mu \epsilon_e N_0}{8\pi R_0^2} \times$$

$$\times \left\{ E_1 \left(\frac{\mu c t_1}{2} \right) + e^{-\alpha t_1} \left\{ E_1 \left[\left(\frac{2\alpha}{\mu c} - 1 \right) \frac{\mu c t_1}{2} \right] - \ln \left(\frac{2\alpha}{\mu c} - 1 \right) \right\} \right\}, \quad (4)$$

где $\overline{E_i(x)}$ и $E_1(x)$ — интегральные показательные функции [2].

Световой поток, генерируемый рассеянным γ -излучением, может быть найден различными способами: путем последовательного расчета поглощенной энергии рассеянного γ -излучения и последующего вычисления на этой основе интеграла (2) или путем прямого расчета светового потока методом Монте-Карло. В настоящей работе реализуется второй способ. Применяется прямое моделирование истории γ -кванта [3]. Образующийся при комптоновском рассеянии быстрый электрон своей энергии η расходует на образование возбужденных состояний молекул, которые через время $-\ln p/\alpha$ (p — случайное число, α^{-1} — время радиационного распада возбужденного состояния молекулы) излучают сферически симметрично кванты света (розыгрыш направления вылета кванта света осуществляется случайным образом). Вообще говоря, при моделировании световой вспышки, возбуждаемой γ -излучением в воздухе, необходимо учитывать процессы рассеяния света. В этом случае характеристики световой вспышки будут зависеть от метеорологических условий. В данной работе эти процессы не учитывались, так как световой поток рассматривается на расстояниях порядка нескольких километров, в то время как средний пробег светового кванта с длиной волны $\sim 4000 \text{ \AA}$ для стандартной атмосферы при нормальном давлении составляет 10–20 км [4].

Световой поток, создаваемый рассеянным γ -излучением, рассчитывался для источника с $\epsilon_\gamma = 1 \text{ Мэв}$. Расстояние, на котором вычислялся световой поток, составляло $25 \mu^{-1}$. Рассматривалось 20 тысяч историй γ -квантов. Вероятная ошибка 5–10%. Результаты расчетов интенсивности светового потока, возбуждаемого γ -излучением на больших расстояниях от источника, представлены на рисунке в виде гистограмм в единицах $\eta \mu \epsilon_\gamma c N_0 / 8 \pi R^2$. Для иллюстрации точности расчетов на этом же рисунке приведена кривая интенсивности светового потока, генерируемого нерассеянным γ -излучением; кривая рассчитана по формуле (4) при $\mu^{-1} = 120 \text{ м}$ и $\epsilon_e = 0,44 \text{ Мэв}$. Видно, что суммарная интенсивность светового потока имеет характерное время нарастания порядка времени высвечивания элементарного объема α^{-1} (для линии пона азота с длиной волны $3914 \text{ \AA} \alpha^{-1} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ [5]). При этом преобла-



Временная зависимость интенсивности светового потока в единицах $\eta \mu \epsilon_\gamma c N_0 / 8 \pi R^2$, возбуждаемого γ -излучением:

1 — нерассеянным; 2 — нерассеянным, расчет методом Монте-Карло; 3 — рассеянным, расчет методом Монте-Карло; 4 — полным, расчет методом Монте-Карло; 5 — результаты работы [1].

дает вклад от нерассеянного γ -излучения. Начиная с времен, превышающих α^{-1} , вклад от рассеянного и нерассеянного γ -излучения становится сравнимым, а при временах, больших 1 мксек, преобладает вклад от рассеянного γ -излучения. На рисунке приведена также кривая интенсивности светового излучения, построенная по результатам работы [1]: $\mu_{\text{эф}}^{-1} = 300 \text{ м}$, $\epsilon_e = \epsilon_\gamma$. Видно, что эффект рассеянного γ -излучения в световой вспышке может быть учтен достаточно корректно с помощью эффективного коэффициента поглощения γ -квантов, если принять его равным $1/300 \text{ м}^{-1}$.

Поступило в Редакцию 6/IV 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жемерев А. В., Медведев Ю. А. «Атомная энергия», 1970, т. 29, с. 287.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., «Наука», 1970, с. 625.
3. Ермаков С. М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М., «Наука», 1971, с. 76.
4. Справочник по геофизике. М., «Наука», 1965, с. 381.
5. Johnson A., Fowler R. J. Chem. Phys., 1970, v. 53, № 1, p. 651.

Анализ поверхностных слоев с помощью аномального рассеяния альфа-частиц

КУЗНЕЦОВ Б. И., ЧЕРНОВ И. П., СТАРОДУБ Г. Я., ЯГИС А. А.

УДК 539.12.04:678.01

Развитие микроэлектроники и электронной техники, решение проблем стойкости покрытий, изучение кинетики ряда химических процессов невозможно без детального исследования интегрального и дифференциального распределения легких элементов в поверхностных слоях материалов. Важное место в сумми-

этих проблем занимают методы ядерной физики [1–3]. Наиболее универсальный из них — метод рассеяния [3], где в качестве бомбардирующих частиц используются частицы, энергия которых ниже кулоновского барьера. Он основан на том, что энергия упруго рассеянных частиц определяется массой рассеивающего