

УДК 621.039.555

# Световая вспышка, возбуждаемая импульсом гамма-квантов при отсутствии прямой видимости источника

ЖЕМЕРЕВ А. В., МЕДВЕДЕВ Ю. А., СТЕПАНОВ Б. М.

В настоящей работе рассматриваются характеристики световой вспышки, создаваемой нерассеянным световым излучением, которое возбуждается импульсным источником  $\gamma$ -квантов при отсутствии прямой видимости источника, а также оцениваются предельные расстояния, с которых возможна регистрация нерассеянного светового сигнала.

Спектр свечения воздуха под действием  $\gamma$ -излучения состоит из систем полос спектров молекулы азота и иона азота и простирается во всей видимой и инфракрасной областях с максимумом при длине волны  $\sim 4000 \text{ \AA}$  [1]. Когда расстояние от источника до приемника будет порядка сотен километров, необходимо учитывать реальную геометрию среды, т. е. сферичность Земли, и тем самым возможность геометрического затенения различных областей свечения воздуха, вызываемого  $\gamma$ -излучением.

Геометрия задачи иллюстрируется на рис. 1. В точке 1 на высоте  $h$  от поверхности Земли находится точечный изотропный монохроматический источник  $\gamma$ -излучения, в точке 2 — неколлимированный приемник светового излучения,  $\Omega$  — угловое расстояние.

Пусть известны энергия  $\dot{E}(r, t)$ , поглощаемая в единице объема на расстоянии  $r$  от  $\gamma$ -источника в единицу времени, и закон высвечивания единичного объема под действием мгновенного импульса ( $\delta$ -импульса)  $\gamma$ -квантов  $K_\delta(t)$ . Тогда временная зависимость интенсивности светового потока в точке 2 определяется выражением [2] (эффект самопоглощения не принимается во внимание)

$$I(t) = \frac{\eta}{4\pi} \int_{V_0} \frac{dv}{R^2} g(\mathbf{r}) \int_{r/c}^{t-R/c} K_\delta(t-t'-R/c) E \times \times (r, t' - r/c) dt', \quad (1)$$

где  $\eta$  — эффективность высвечивания (отношение высвечиваемой в оптическом диапазоне энергии к поглощенной энергии  $\gamma$ -квантов). Интегрирование ведется по объему  $V_t$ , ограниченному поверхностью эллипсоида светового запаздывания  $r + R = ct$ , фокусами которого являются точки 1 и 2. В отличие от работы [2] в выражении (1) входит фактор  $g(\mathbf{r})$ , учитывающий возможность геометрического затенения различных областей эллипсоида светового запаздывания. В сферической системе координат с центром в точке 1 и осью  $z$ , направленной по  $R_0$ ,  $g(\mathbf{r})$  имеет вид

$$g(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{при } r(\Omega/2 \cos \theta + \sin \theta \cos \varphi) > R_3 \Omega^2/2 - h; \\ 0 & \text{при } r(\Omega/2 \cos \theta + \sin \theta \cos \varphi) \leq R_3 \Omega^2/2 - h. \end{cases}$$

Рассмотрим случай, когда высота мала по сравнению с радиусом Земли  $R_3$  и  $\Omega \ll 1$ .

Поглощенную энергию с хорошей степенью точности можно записать в виде [2, 3]

$$\dot{E}(r, t) = \mu \epsilon N_0 f(t) \exp(-\mu r) / 4\pi r^2,$$

где  $\epsilon$  — энергия  $\gamma$ -квантов;  $\mu$  — коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов;  $N_0$  — общее число  $\gamma$ -квантов, испускаемых источником;  $f(t)$  — временная зависимость

$\gamma$ -источника, причем  $\int_0^\infty f(t) dt = 1$  и  $f(t < 0) = 0$ ,

а закон высвечивания единичного объема  $K_\delta(t) = \alpha e^{-\alpha t}$ , где  $\alpha^{-1}$  — время радиационного распада возбужденных состояний молекул, которое составляет  $\sim 10^{-8}$  с [4].

Рассмотрим случай, когда параметр  $\beta = R_3 \Omega^2/2 - h$  положителен (отсутствие прямой видимости  $\gamma$ -источника). В качестве закона высвечивания  $K_\delta(t)$  можно взять  $\delta$ -функцию. Действительно, характерные времена задачи  $(\beta c)^{-1}$  и  $(\mu c)^{-1}$  для  $\epsilon \sim 1 \text{ МэВ } \mu^{-1} \approx 300 \text{ м}$  [3] больше времени  $\alpha^{-1}$ , и вид закона высвечивания будет слабо влиять на временные характеристики световой вспышки.

Световой поток (1) на больших ( $R_0 \gg \mu^{-1}$ ) расстояниях от мгновенного источника ( $f(t) = \delta(t)$ )  $\gamma$ -квантов определяется выражением (использовано приближенное равенство)  $r \cos \theta + R \approx R_0$

$$I(t_1) = \eta \frac{\mu \epsilon c N_0}{8\pi^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\exp\{-\mu r(\theta)\}}{R^2} \times$$

$$\times \arccos \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \left[ \frac{\beta}{r(\theta)} - \frac{\Omega}{2} \sin \theta \right] \right\} \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

где

$$r(\theta) = ct_1 (R_0 + ct_1/2) / [ct_1 + R_0 (1 - \cos \theta)],$$

$$t_1 \equiv t - R_0/c,$$

$\theta_1, \theta_2$  — корни уравнений  $r(\theta) (\Omega/2 \cos \theta + \sin \theta) = \beta$ .

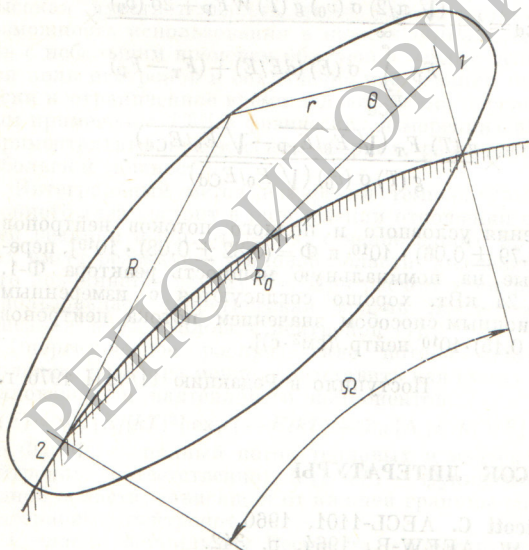
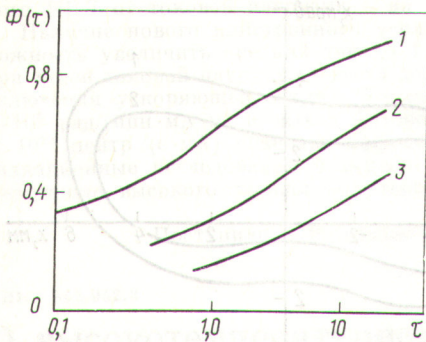


Рис. 1. Геометрия задачи



И с. 2. Функция  $\Phi(\tau)$ :  
 1 —  $B = 0,5$ ; 2 —  $B = 2$ ; 3 —  $B = 5$

Учитывая малость  $\Omega$ , выражение (2) можно упростить:

$$I(t_1) = \eta \frac{\mu \epsilon c N_0}{8\pi^2 R_0^2} \int_0^{2 \arctg(ct_1/\beta)} \exp\left(-\frac{\mu c t_1}{1 - \cos \theta}\right) \times \\ \times \arccos\left(\frac{\beta}{ct_1} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}\right) \sin \theta d\theta.$$

Величина  $\arccos\left(\frac{\beta}{ct_1} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}\right)$  медленно меняется по сравнению с экспонентой и поэтому ее можно вынести из-под знака интегрирования, принимая равной некоторому среднему значению  $\frac{\pi}{2} \Phi(\tau)$ . После интегрирования получаем

$$I(\tau) = \eta \frac{\mu \epsilon c N_0}{16\pi R_0^2} \Phi(\tau) [\exp(-\tau u)/u - \tau E_1(\tau u)], \quad (3)$$

где  $\tau = \mu c t_1$  — безразмерное время,  $u = (B^2/\tau^2 + 1)$ ,  $B = \mu\beta$ ;  $E_1(x)$  — интегральная показательная функция [5];  $\Phi(\tau)$  — медленно меняющаяся со временем функция. Функции  $\Phi(\tau)$  при разных  $B$ , полученные численным интегрированием выражения (2), представлены на рис. 2. Величина  $I(\tau)$  вначале резко возрастает, примерно как  $\exp(-B^2/2\tau)$ , достигает максимума при временах  $\tau_m$ , определяемых выражением

$$B^2 \exp(-\tau_m u) = \tau_m^3 u^2 E_1(\tau_m u)$$

(зависимость  $\tau_m(B)$  представлена на рис. 3), и затем спадает, примерно как  $\exp(-\tau/2)$ .

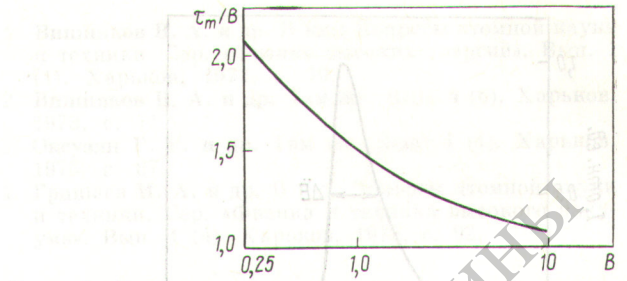
Из полученного результата следует принципиальная возможность определения параметра  $B$  по временным характеристикам импульса нерассеянного светового излучения.

УДК 621.384.644.3

## Исследование сильноточного инжектора линейного ускорителя электронов

ВИШНЯКОВ В. А., ГРИЖКО В. М., ГРИШАЕВ И. А., САФРОНОВ Б. Г., ФУРСОВ Г. Л.

В работах [1, 2] сообщалось о конструктивных особенностях и исследовании характеристик односекционного лабораторного линейного ускорителя электронов энергией 20 МэВ при длительности импульса 1,6 мкс



Р и с. 3. Время достижения максимума световой вспышки

При расстоянии, превышающем расстояние прямой видимости ( $\sqrt{2hR_0}$ ), световой поток будет спадать, примерно как  $\exp(-B)$ , и поэтому при больших значениях  $B$  нерассеянный световой сигнал будет экспоненциально ослаблен.

Предельные расстояния, с которых возможна регистрация, выражается величиной  $R_m \approx \sqrt{2(h + B_m \mu^{-1})R_0}$ , где значение параметра  $B_m$  составляет величину порядка нескольких единиц и определяется соотношением полезного и фонового световых сигналов.

Отметим, что в принимаемом световом сигнале будут также присутствовать кванты, претерпевшие одно или несколько столкновений. Однако вклад их в начальные моменты времени (несколько микросекунд) на расстоянии, не превышающем  $R_m$ , будет незначителен, так как характерное время изменения рассеянного светового излучения определяется пробегом светового кванта в воздухе и составляет  $\sim 100$  мкс.

Поступило в Редакцию 11/VIII 1976 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Westervelt D., Bennet E., Skumanich A. In: Proc. Fourth Intern. Conf. on ionisation phenomena in gases, 1959, v. 1, p. 225.
2. Жемерев А. В., Медведев Ю. А. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 4, с. 287.
3. Жемерев А. В. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 6, с. 438.
4. Johnson A., Foulter R. «J. Chem. Phys.», 1970, v. 53, N 1, p. 65.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., «Наука», 1970, с. 625.

и частоте посылок 50 Гц. В настоящее время этот ускоритель работает в режиме с длительностью импульса тока 11 мкс. В качестве источника ВЧ-мощности использован старый клистронный усилитель, работаю-