

8. Лосев С. А., Макаров В. Н. Оптимизация коэффициента усиления в газодинамическом лазере на углекислом газе. — «Квант. электроника», 1974, т. 1, № 7.
9. Cool T. A. Power and gain characteristics of high speed flow lasers. — «J. Appl. Phys.», 1969, vol. 40, № 9.
10. Пантел Р., Пухов Г. Основы квантовой электроники. М., «Мир», 1972.
11. Напартович А. П., Шарков В. Ф. К расчету мощности газодинамического CO₂-лазера. — ТВТ, 1974, т. 12, № 3.

УДК 533.951.2:537.56

САМОСОГЛАСОВАННАЯ ЗАДАЧА ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ, СОЗДАВАЕМЫХ В ВОЗДУХЕ ИМПУЛЬСОМ γ -КВАНТОВ

М. Ф. Иванов, А. А. Соловьев, В. А. Терехин

(Москва)

Рассматривается задача о радиальном электрическом поле, возбуждаемом в воздухе мгновенным точечным источником γ -квантов. В работах [1–3] эта задача решалась в предположении, что токи комптоновских электронов, возникающие при рассеянии γ -квантов, заданы. Такое приближение справедливо, если можно пренебречь влиянием возникающего электрического поля на движение комптоновских электронов. Безразмерным параметром, характеризующим влияние электрического поля, является $\alpha = eel/W$ (e — характерная величина электрического поля, l и W — пробег и кинетическая энергия комптоновского электрона; $W \sim 1$ МэВ). При $\alpha \ll 1$ торможением электронов электрическим полем можно пренебречь и для определения поля пользоваться моделью комптоновских токов, предложенной в [1].

В данной работе предлагается модель, применимая для описания радиальных электрических полей при $\alpha \gg 1$. Это условие выполняется, в частности, на километровых расстояниях от γ -источника с полным выходом квантов $N \geq 10^{23}$ [1–3] при плотностях окружающего воздуха $\rho \leq 10^{-4}$ г/см³. В этом случае торможение комптоновских электронов в электрическом поле более существенно, чем ионизационные потери. Действительно, $\varepsilon \sim \sqrt{8\pi n_e W}$, $\alpha \geq 10$. Поэтому для описания движения комптоновских электронов можно воспользоваться кинетическим уравнением с самосогласованным полем, в правую часть которого добавлен источник, описывающий рождение комптоновских электронов за фронтом γ -квантов [4].

Число комптоновских электронов, возникающих в единицу времени в единице объема фазового пространства (\mathbf{r}, \mathbf{p}) , на расстоянии r от источника есть

$$S(r, p) = n_k \delta(p - p_0) \delta\left(t - \frac{r}{c}\right),$$

где $n_k = \frac{N e^{-r/\lambda}}{4\pi r^2 \lambda}$ — концентрация комптоновских электронов на расстоянии r от источника; N — полное число γ -квантов; λ — пробег γ -квантов.

Предполагается, что все электроны рождаются с одинаковым начальным импульсом $p_0 = \sqrt{\frac{W(W + 2mc^2)}{c^2}}$, направленным по радиусу. Такое

модельное приближение для S правомерно, так как средний косинус угла между начальным направлением движения электронов и направлением потока γ -квантов при энергии γ -квантов ~ 1 МэВ близок к единице [2].

В дальнейшем рассматриваются такие расстояния, на которых смещения комптоновских электронов малы по сравнению с пробегом γ -квантов и расстоянием от источника. В этом случае γ -поток можно считать плоским, а возникающее электрическое поле локально-однородным. Поэтому все функции считаются зависящими только от $\tau = t - \frac{r}{c}$. В переменных (τ, p) кинетическое уравнение для функции распределения электронов f и уравнение Максвелла для электрического поля E запишутся в виде

$$\left(1 - \frac{v}{c}\right) \frac{\partial f}{\partial \tau} - eE(\tau) \frac{\partial f}{\partial p} = n_k \delta(p - p_0) \delta(\tau); \quad \frac{dE}{d\tau} = 4\pi e \int v f dp.$$

Используя метод решения из [4], можно получить для определения «потенциала» поля $\Phi(\tau) = \int_0^{\tau} E(\xi) d\xi$ обыкновенное дифференциальное уравнение

$$(1) \quad \frac{d^2 \Phi}{d\tau^2} = -4\pi j(\Phi).$$

Плотность тока комптоновских электронов j зависит от Φ следующим образом:

$$j(\Phi) = \frac{1}{2} en_k c \frac{\left(\sqrt{p_0^2 + m^2 c^2} - p_0 + e\Phi\right)^2 - m^2 c^2}{\left(\sqrt{p_0^2 + m^2 c^2} - p_0 + e\Phi\right)^2}.$$

Решая (1), получаем

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{2}{\omega_p \sqrt{\beta}} E \left(\arcsin \sqrt{\frac{e\Phi/mc}{(e\Phi/mc + \beta)(1 - \beta^2)}}; \sqrt{1 - \beta^2} \right) - \\ &- 2 \sqrt{\frac{e\Phi/mc [1 - \beta^2 - \beta e\Phi/mc]}{\beta (\beta + e\Phi/mc)}}, \\ \left(\beta &= \sqrt{1 + p_0^2/m^2 c^2} - p_0/mc; \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_k}{m} \right) \end{aligned}$$

(E — эллиптический интеграл).

Таким образом, возникают нелинейные колебания электрического поля с амплитудой $\varepsilon \sim \sqrt{8\pi n_k W}$ и периодом T

$$T = \frac{4}{\omega_p \sqrt{\beta}} E \left(\frac{\pi}{2}; \sqrt{1 - \beta^2} \right).$$

До сих пор не учитывалась ионизация комптоновскими электронами. Однако комптоновские электроны рождают большое число вторичных электронов, что приводит к появлению тока проводимости.

Можно показать, что затухание поля из-за возникающей проводимости становится существенным при концентрации электронов проводимости n_e , превышающей $n_* = n_k \frac{v_{st}}{\omega_p}$ (предполагается, что частота столкновений электронов проводимости $v_{st} \gg \omega_p$). При достижении такой концентрации

потеря энергии комптоновского электрона составит $\Delta W = \langle J \rangle \frac{v_{st}}{\omega_p}$ ($\langle J \rangle = 33$ эВ — энергия, расходуемая комптоновским электроном при образовании одного электрона проводимости). При $\frac{W}{\langle J \rangle} \gg 1$ существует широкий интервал значений параметров задачи, при которых потери энергии комптоновских электронов малы по сравнению с W , но затухание электрического поля из-за возникающей проводимости существенно.

Характерное время прилипания электронов проводимости к молекулам кислорода $\theta = \frac{10^{-7}}{7,27\delta^2 + 2,3\delta}$ с (δ — отношение плотности воздуха к нормальной) [5], время изменения электрического поля $\tau_E \sim \frac{1}{\omega_p}$. Для используемых значений параметров $\frac{\tau_E}{\theta} \approx 0,23 (\delta^{3/2} + 0,316\delta^{1/2}) \ll 1$, что позволяет пренебречь уменьшением концентрации электронов проводимости на интересующих нас интервалах времени.

Без учета прилипания электронов к молекулам воздуха концентрация электронов проводимости удовлетворяет уравнению кинетики

$$(2) \quad \frac{dn_e}{d\tau} = \nu |j| + \alpha(T_e) n_e n_a,$$

где $\nu \approx 3 \cdot 10^4$ — число электронно-ионных пар, образующихся при поглощении энергии 1 МэВ в воздухе [1]; n_a — концентрация молекул воздуха;

$\alpha(T_e) = c_0 T_e \sqrt{\frac{3T_e}{\pi m}} \left(2 + \frac{I}{T_e} \right) e^{-\frac{I}{T_e}}$ — константа скорости ионизации [6] ($I = 15,6$ эВ; $c_0 = 0,85 \cdot 10^{-17}$ см²/эВ); T_e — температура электронов проводимости. Уравнение баланса энергии электронов проводимости

$$(3) \quad \frac{d}{d\tau} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) = \frac{e^2 n_e}{m v_{st}} E^2 - I \alpha(T_e) n_e n_a.$$

При написании (2) предполагается, что начальная энергия тех электронов проводимости, которые рождаются комптоновскими электронами, мала по сравнению с энергией, отбираемой ими от поля.

Уравнения (2), (3) решаются совместно с уравнением Максвелла, которое (если учесть в нем ток проводимости) приобретает вид

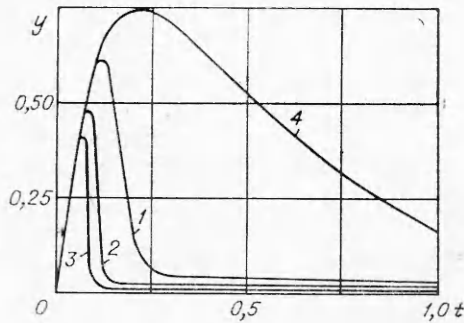
$$(4) \quad \frac{dE}{d\tau} = -4\pi \left\{ j(\Phi) + \frac{e^2 n_e}{m v_{st}} E \right\}.$$

Постоянные коэффициенты, входящие в систему уравнений (2) — (4), зависят сложным образом от основных параметров задачи, полного числа γ -квантов, степени разреженности воздуха и расстояния от источника. Однако, если ввести следующие безразмерные переменные

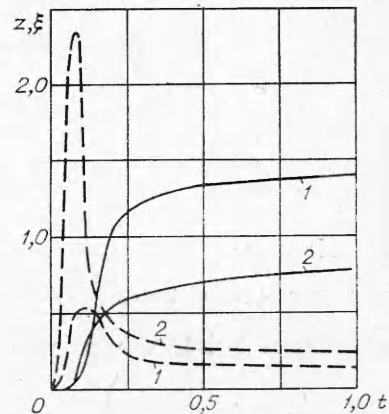
$$t = \tau \omega_p; \quad x = \frac{e\Phi}{p_0}; \quad y = \frac{E}{\sqrt{8\pi n_a W}}; \quad z = \frac{n_e}{v n_k}; \quad \xi = \frac{T_e}{I},$$

то эта зависимость будет определяться единственным безразмерным параметром

$$A = \sqrt{\frac{2W}{I} \frac{\omega_p^2}{v_{st} v_i}} \quad (v_i = \alpha(I) n_a).$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Обезразмеренная система уравнений (2) — (4) решалась численно для различных значений параметра A . Результаты расчетов представлены на фиг. 1, 2. Зависимость безразмерного значения поля y от времени t показана на фиг. 1 (кривая 1 для $A=1$; 2 — $A=10$; 3 — $A=100$). Здесь же для сравнения нанесена кривая изменения электрического поля от времени без учета нагрева электронов проводимости полем (кривая 4). Фиг. 2 иллюстрирует изменение концентрации электронов проводимости z (сплошные кривые) и температуры ξ (штриховые) для двух значений параметра A (1 — $A=1$; 2 — $A=10$). Расчеты показывают, что при значении параметра $A=1-100$ возникает лавинообразное увеличение концентрации электронов проводимости из-за разогрева их электрическим полем. Это приводит к существенному сокращению ширины импульса электрического поля по сравнению с характерным временем изменения поля без учета этого эффекта (кривая 4 на фиг. 1).

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность С. А. Кучаю, обратившему внимание на эту задачу. Авторы благодарны также В. А. Жмайло и В. Г. Подвальному за интерес к работе и полезные обсуждения.

Поступила 24 IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Компанец А. С. Радиоизлучение атомного взрыва. — ЖЭТФ, 1958, т. 35, вып. 6.
2. Karzas W. J., Latter R. Detection of the electromagnetic radiation from nuclear explosions in space. — «Phys. Rev.», 1965, vol. 137, N 5B.
3. Gilinsky V. Kompaneets model for radio emission from a nuclear explosion. — «Phys. Rev.», 1965, vol. 137, N 1A.
4. Колесников П. М., Хижняк Н. А. О нелинейных колебаниях плазмы за фронтом образования заряженных частиц. — ЖТФ, 1965, т. 35, вып. 10.
5. Марьяновская Л. Л., Медведев Ю. А. Высотная зависимость коэффициента прилипания электронов в воздухе. — «Геомагнетизм и аэрномия», 1971, т. XI, № 2.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.