

О РАДИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ,  
ВОЗБУЖДАЕМЫХ В ВОЗДУХЕ  
ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ  $\gamma$ -КВАНТОВ

А. А. Соловьев, В. А. Терехин

(Москва)

Исследованию характеристик радиального электрического поля, обусловленного поляризацией воздуха при протекании нестационарных токов комптоновских электронов, возбуждаемых импульсом  $\gamma$ -квантов, посвящен целый ряд работ [1—6]. В большинстве из них (см., например, [1—3]) при выводе формулы для плотности тока комптоновских электронов не учитывалось их торможение в возникающих электрических полях, что справедливо лишь на достаточно малых высотах, где плотность воздуха близка к нормальной. В работе [4] рассмотрен другой предельный случай (малые плотности воздуха). В этой области можно пренебречь торможением комптоновских электронов из-за столкновений с молекулами воздуха и при выводе формулы для тока учитывать лишь торможение электронов электрическим полем. Одновременный учет влияния этих двух факторов на движение комптоновских электронов сделан в [5] для случая медленно меняющихся полей и функций, описывающих временную зависимость выхода  $\gamma$ -квантов от источника, и в работе [6] для короткого ( $\delta(t)$ ) импульса  $\gamma$ -квантов. Ниже на основе решения модельного кинетического уравнения получена формула для плотности тока комптоновских электронов, учитывающая влияние электрического поля и ионизационного торможения на движение электронов в достаточно широкой области изменения плотности воздуха и при произвольных временных зависимостях выхода  $\gamma$ -квантов из источника.

Как следует из работы [4], при малых плотностях воздуха электрические поля достигают таких значений, что могут увеличить энергию электронов проводимости до достаточно больших значений. Это приводит, с одной стороны, к уменьшению подвижности электронов, а с другой — к дополнительной ионизации воздуха этими электронами. Таким образом, становится необходимым корректный учет зависимости дрейфа электронов и коэффициента ионизации от величины электрического поля.

Рассмотрению этих вопросов и посвящена данная работа.

1. При выводе формулы для плотности тока комптоновских электронов предполагается, как и в [1—6], что все электроны рождаются с одинаковым начальным импульсом  $P_0 = \sqrt{\frac{W_0(W_0 + 2mc^2)}{c^2}}$  ( $W_0 \sim 1$  МэВ — начальная кинетическая энергия электрона), направленным по радиусу. Поэтому число комптоновских электронов, возникающих в единицу времени в единице объема фазового пространства  $(r, P)$  на расстоянии  $r$  от источника есть  $S(r, P, \tau) = n_k \delta(P - P_0) g(\tau)$ , где  $n_k = N_e \tau^{1/2} / 4\pi r^2 \lambda$  — концентрация комптоновских электронов в рассматриваемой точке, возникающая за все время работы источника;  $N$  — полное число  $\gamma$ -квантов;  $\lambda$  — пробег  $\gamma$ -квантов;  $g(\tau)$  — функция, характеризующая изменение  $\gamma$ -потока во времени  $\left( \int_0^\infty g(\tau) d\tau = 1 \right)$ ;  $\tau = t - r/c$  — время, отсчитываемое от момента прихода  $\gamma$ -квантов в рассматриваемую точку.

Изменение энергии электрона из-за столкновений с молекулами воздуха описывается в приближении непрерывного замедления [7], согласно которому на электроны действует сила торможения  $F$ . В рассматриваемой области энергий электронов ( $\sim 1$  МэВ) можно положить  $F = W_0/l = \text{const}$  ( $l$  — пробег комптоновского электрона). Как и в работах [5, 6], эффекты, обязанные многократному упругому рассеянию электронов [8], не учитываются.

Предполагается также, что смещение комптоновских электронов значительно меньше их ларморовского радиуса в геомагнитном поле  $B_0 = 0,5$  Э. В этом случае можно считать, что радиальная скорость комптоновских электронов мало меняется от закручивания в магнитном поле, а поэтому радиальное движение электронов определяется только ионизационными потерями и тормозящим поляризационным электрическим полем  $E$ , направленным по радиусу. Границы применимости этого предположения в зависимости от локальных характеристик  $\gamma$ -потока будут определены ниже.

В дальнейшем рассматриваются такие расстояния от источника  $\gamma$ -квантов, на которых смещения комптоновских электронов малы по сравнению с этими расстояниями. Это позволяет считать все функции зависящими только от  $\tau$  [4].

В рамках сделанных предположений кинетическое уравнение для функции распределения комптоновских электронов имеет вид

$$(1.1) \quad \left(1 - \frac{v}{c}\right) \frac{\partial f}{\partial \tau} - [eE(\tau) + F] \frac{\partial f}{\partial p} = S(P, \tau).$$

Интегрируя (1.1) вдоль характеристик, можно выразить плотность тока комптоновских электронов через «потенциал»  $\Phi(\tau) = \int_0^\tau E(\tau') d\tau'$  электрического поля  $E(\tau)$

$$(1.2) \quad j(\Phi(\tau), \tau) = -en_k \int_0^\tau d\tau' g(\tau') \frac{v(\tau, \tau')}{1 - v(\tau, \tau')/c},$$

$$\text{где} \quad v(\tau, \tau') = c \frac{1 - [\beta + (e\Phi(\tau) - e\Phi(\tau'))/mc + F(\tau - \tau')/mc]^2}{1 + [\beta + (e\Phi(\tau) - e\Phi(\tau'))/mc + F(\tau - \tau')/mc]^2}$$

— скорость в момент времени  $\tau$  электрона, родившегося в момент времени  $\tau'$  ( $\beta = \sqrt{1 + \frac{P_0^2}{m^2 c^2}} - \frac{P_0}{mc}$ ;  $m, e$  — масса и заряд электрона;  $c$  — скорость света).

Интегрирование в (1.2) ведется по области  $v(\tau, \tau') \geq 0$ , т. е. считается, что замедлившийся до энергий  $W \ll mc^2$  электрон «поглощается» средой. Более детальное описание движения электронов в области низких энергий приводит к малым поправкам в (1.2) [9]. В рамках рассматриваемой модели можно ввести «время жизни» комптоновского электрона  $\theta(\tau, \tau_*)$ , родившегося в момент времени  $\tau$  ( $\tau_*$  определяется из условия  $v(\tau_*, \tau) = 0$ ).

В различных предельных случаях из (1.2) получаются выражения для плотности тока комптоновских электронов, используемые авторами ряда работ [1—6]:

1. Если  $eE/F \ll 1$ , то можно пренебречь влиянием возникающего электрического поля на движение электронов. В этом случае

$$(1.3) \quad j = -en_k c \int_0^\tau d\tau' g(\tau') \frac{1 - [\beta + F(\tau - \tau')/mc]^2}{2[\beta + F(\tau - \tau')/mc]^2}.$$

Такое выражение для плотности тока комптоновских электронов получено в работе [3].

2. Для медленно меняющихся функций источника (характерное время изменения  $g(\tau)$  значительно меньше, чем  $\theta = mc(1 - \beta)/F$ ), вынося  $g(\tau)$  в (1.3) из-под знака интеграла, можно получить выражение

$$(1.4) \quad j = -en_k l g(\tau),$$

совпадающее с используемым в [1, 2].

3. Если  $E(\tau)$  и  $g(\tau)$  слабо меняются за «время жизни» комптоновского электрона, то, разлагая  $\Phi(\tau')$  в формуле (1.2) до линейных членов по  $(\tau - \tau')$  и вынося  $g(\tau)$  из-под знака интеграла, приходим к выражению

$$(1.5) \quad j = -en_k l \frac{g(\tau)}{1 + \frac{eEl}{W_0}}$$

которое использовалось в [5].

4. В достаточно разреженной атмосфере, где столкновениями комптоновских электронов с молекулами воздуха можно пренебречь, получаем [4]

$$(1.6) \quad j = -en_k \frac{c}{2} \int_0^\tau d\tau' g(\tau') \times \\ \times \frac{m^2 c^2 - \left[ \sqrt{P_0^2 + m^2 c^2} - P_0 + e\Phi(\tau) - e\Phi(\tau') \right]^2}{\left[ \sqrt{P_0^2 + m^2 c^2} - P_0 + e\Phi(\tau) - e\Phi(\tau') \right]^2}.$$

Таким образом, приведенная формула (1.2) для плотности тока комптоновских электронов является, по-видимому, достаточно универсальной. В различных предельных случаях она правильно передает поведение тока и переходит в известные формулы, полученные ранее из других соображений и другими методами.

2. Границы применимости формул (1.3)—(1.6) определяются характеристиками источника и радиального электрического поля, которое, в свою очередь, во многом зависит от возникающей нестационарной проводимости среды. Как уже отмечалось выше, в достаточно разреженной атмосфере может происходить развитие электронных лавин, возникающих из-за ионизации воздуха электронами проводимости, разгоняемыми электрическим полем. В работе [4] частота ионизации  $\nu_i(T_e)$  определялась по температуре электронов проводимости  $T_e$ , которая находилась из баланса энергии, учитывающего джоулев нагрев и потери энергии электронов на ионизацию. Было показано, что для значений безразмерного параметра  $A = \left( \frac{2W_0}{I} \frac{\omega_p^2}{\nu_{st} \nu_i(I)} \right)^{1/2} > 10$  ( $I$  — потенциал ионизации воздуха,  $\nu_{st}$  — частота упругих соударений электронов проводимости с молекулами воздуха,  $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m}$ ) температура электронов в области больших значений поля ( $E \sim \sqrt{8\pi n_k W_0}$ ) больше или порядка потенциала ионизации  $I$  воздуха. Следовательно, для тех значений параметров задачи, при которых  $A \gg 1$ , основную роль в балансе энергии электронов проводимости играют неупругие соударения. Поэтому в области, где осуществляется эффективная ионизация, функция распределения электронов прово-

димости подстраивается под локальное значение электрического поля и частота ионизации является функцией поля  $E$  [10].

В данной работе с целью более корректного учета влияния проводимости на характеристики электрического поля были использованы эмпирические зависимости частоты ионизации  $\nu_i(E) = \alpha_T (E/p) p \nu_e(E/p)$  и скорости дрейфа  $v_e(E/p)$  электронов проводимости от  $E/p$  ( $p$  — давление воздуха).

Усредненные по результатам различных экспериментальных работ [11] в области  $0 \leq E/p \leq 1000$  В/см·мм рт. ст. эти зависимости имеют вид для скорости дрейфа электронов  $v_e$

$$(2.1) \quad v_e = \begin{cases} 6,33 \cdot 10^6 E/p, & 0 \leq E/p \leq 0,036, \\ 1,20 \cdot 10^6 \sqrt{E/p}, & 0,036 \leq E/p \leq 3,46, \\ 8,80 \cdot 10^5 (E/p)^{3/4}, & 3,46 \leq E/p \leq 175, \\ 3,20 \cdot 10^6 \sqrt{E/p}, & 175 \leq E/p \leq 1000; \end{cases}$$

для коэффициента ионизации Таунсенда  $\alpha_T$ .

$$(2.2) \quad \alpha_T = \begin{cases} 2,57 \cdot 10^{-8} \exp(0,352 E/p), & 0 \leq E/p \leq 36, \\ 1,21 \cdot 10^{-4} (E/p - 27,8)^2, & 36 \leq E/p \leq 130, \\ 0,511 \cdot \sqrt{E/p} - 4,57, & 130 \leq E/p \leq 1000 \end{cases}$$

( $v_e$ , см·с<sup>-1</sup>;  $\alpha_T$ , см<sup>-1</sup>·мм рт. ст.).

Уменьшение концентрации электронов проводимости из-за прилипания к молекулам воздуха в данной работе не учитывается. Это связано с тем, что в разреженной атмосфере  $\delta < 10^{-1}$  ( $\delta = p/p_0$  — отношение давления воздуха к нормальному) характерное время прилипания  $\gamma^{-1} \geq 10^{-7}$  с [11]. Поэтому для источников с характерным временем выхода  $\gamma$ -квантов  $\tau_0 \leq 10^{-7}$  с (которые и рассматриваются в данной работе) этот процесс можно не учитывать.

Не учитывается также и изменение концентрации электронов проводимости из-за электронно-ионной рекомбинации, поскольку в работе [6] показано, что характерное время этого процесса значительно больше, чем время затухания поля из-за проводимости даже без учета образования лавины.

Таким образом, система уравнений, описывающая изменение электрического поля и концентрации электронов проводимости  $n_e$  во времени, приобретает вид

$$(2.3) \quad \begin{aligned} d^2\Phi/d\tau^2 &= -4\pi\{j + en_e v_e(E/p)\}, \\ dn_e/d\tau &= \nu|j|/el + \alpha_T(E/p) p \nu_e(E/p), \end{aligned}$$

где  $\nu = 3 \cdot 10^4$  — число электронно-ионных пар, образующихся при поглощении энергии 1 МэВ в воздухе,  $v_e(E/p)$  и  $\alpha_T(E/p)$  определяются формулами (2.1), (2.2).

3. Если ввести безразмерные переменные  $t = \tau/\tau_0$ ,  $y = (E/E_0)(E_0 = \sqrt{8\pi n_e W_0})$ ,  $z = n_e/\nu n_n$ , то система уравнений (2.3) будет зависеть от двух безразмерных параметров:  $\alpha = eE_0 l/W_0$  и  $\xi = \tau_0 \omega_p$ . Первый из них характеризует, как и в [4], относительную величину электрического поля, второй — ширину  $\gamma$ -импульса. При  $\xi \ll 1$  результаты должны слабо зависеть от вида функции, описывающей временную зависимость выхода  $\gamma$ -квантов от источника; для оценок амплитудных значений полей  $E_m$  (при  $\alpha \geq 1$ ) можно пользоваться формулой  $E_m \simeq E_0$ , полученной в [4]

для  $\delta(\tau)$ -источника. При  $\xi \geq 1$  результаты будут иметь менее универсальный характер и в большей степени определяться видом  $g(\tau)$ .

В данной работе не ставилось целью детально исследовать зависимость результатов от функции источника, поэтому для расчетов использовался только один вид зависимости  $g(\tau)$  от времени

$$g(\tau) = \frac{\tau}{\tau_0} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right), \quad \tau_0 = 10^{-8} \text{ с.}$$

Система уравнений (2.3) с выражением для тока в форме (1.2) решалась численно для следующих значений параметров:  $N = 10^{23}$ ,  $\lambda_0 = 2,5 \cdot 10^4$  см ( $\lambda = \lambda_0/\delta$ ),  $l_0 = 3 \cdot 10^2$  см ( $l = l_0/\delta$ ),  $\delta = 10^{-1} - 10^{-3}$ .

На фигуре представлена зависимость электрического поля (в единицах  $E_0$ ) от времени для трех значений  $\delta$  и расстояния от источника  $r = 10^5$  см. Здесь же представлены результаты (штриховая кривая), полученные без учета развития лавины в электрических полях ( $v_i \equiv 0$ ).

Видно, что из-за развития лавины временные характеристики импульса поля сокращаются, причем тем сильнее, чем более разрежен воздух. Такая зависимость от  $\delta$  может быть качественно понята, если принять модель пробоя [12]. В рамках этой модели условие развития лавины в квазистационарном случае имеет вид

$$(3.1) \quad v_E = e^2 E^2 / m v_{st} I > v_*,$$

где  $v_*$  — характерная частота неупругих соударений электронов проводимости с молекулами воздуха;  $v_E$  — величина, обратная времени нарастания энергии электрона под действием поля до значения  $J$ , достаточного для размножения. Так как максимальное значение электрического поля в рассматриваемой задаче оценивается формулой  $E_m \approx E_0 (\xi < 1)$ , то условие (3.1) эквивалентно выполнению неравенства

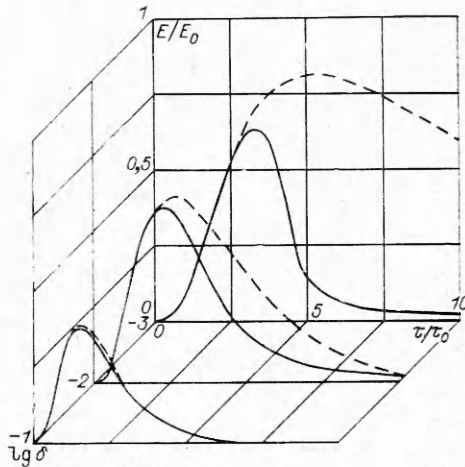
$$(3.2) \quad \eta = \sqrt{\frac{2W_0}{I} \frac{\omega_p^2}{v_{st} v_*}} > 1.$$

Это условие совпадает с полученным в работе [4], если положить  $v_* = v_i(I)$ . Из (3.2) следует, что  $\eta \sim 1/\sqrt{\delta}$ , поэтому с уменьшением плотности воздуха лавина развивается во все более широкой области значений электрического поля. Подставляя численные значения параметров из [13], можно убедиться, что условие возникновения лавины (3.2) и условие

$$(3.3) \quad \alpha = e E_0 l / W_0 > 1$$

совпадают

$$\eta/\alpha_i = W_0 / l \sqrt{m I v_{st} v_*} \approx 1.$$



Поэтому, если  $\alpha \gg 1$ , необходимо учитывать как влияние электрического поля на движение комптоновских электронов, так и развитие электронной лавины в возникающих полях. Условие (3.3) выполняется, если поток  $\gamma$ -квантов в рассматриваемой точке

$$(3.4) \quad I_{\gamma} = \frac{N c^{-r/\lambda}}{4\pi r^2} \gg I_1 \simeq 0,8 \cdot 10^{11} \delta.$$

При выводе формулы (1.2) было использовано предположение о малости смещения комптоновских электронов  $c\theta$  по сравнению с их гироманнитным радиусом  $c/\omega_H$ . Поскольку с уменьшением  $\delta$  смещение комптоновских электронов возрастает, то для оценки границ применимости модели можно использовать формулы при  $\alpha \gg 1$ . В сильных электрических полях характерное время жизни электронов

$$\theta \simeq \frac{(1-\beta) mc^2}{W_0} \frac{l}{c(1+\alpha)} \simeq \frac{0,4}{\omega_p}.$$

Поэтому закручиванием комптоновских электронов в магнитном поле можно пренебречь, если  $\omega_H/\omega_p < 5/2$ , откуда получается условие применимости формулы (1.2)

$$(3.5) \quad I_{\gamma} > I_2 \simeq 10^8 \delta^{-1}.$$

Следует отметить, что для приведенных выше значений параметров ( $N = 10^{23}$  и  $r = 10^5$  см) поток  $\gamma$ -квантов  $I_{\gamma} = 0,8 \cdot 10^{12}$  квант/см<sup>2</sup> и условия (3.4), (3.5) выполняются в области значений  $\delta = 10^{-3} - 10^{-1}$ , которые и были использованы при расчетах.

Представляет интерес определение границ применимости более простых формул (1.3)–(1.5) для плотности тока комптоновских электронов. При  $I_{\gamma} < I_1$  влиянием возникающего поля на движение электронов можно пренебречь и использовать вместо (1.2) формулу (1.3). Если при этом выполняется еще условие  $\tau_0 \gg \theta \simeq 0,4l/c = 0,4 \cdot 10^{-8} \delta^{-1}$ , то вместо (1.3) можно использовать более простую формулу (1.4). При  $I_{\gamma} < I_1$  электронная лавина в возникающем поле не развивается.

В наиболее интересной области значений параметров  $I_{\gamma} > I_1$ , в которой влияние электрического поля на движение комптоновских электронов и электронов проводимости существенно, можно использовать формулу (1.5). Следует, однако, отметить, что границы применимости ее ограничены условием  $\tau_0 \gg \theta \simeq 0,4/\omega_p \sim 1/\sqrt{\delta}$ . Поэтому с увеличением высоты это условие может нарушаться. В частности, при выбранных значениях параметров это происходит при  $\delta \simeq 10^{-2}$ . При меньших значениях  $\delta$  необходимо использовать формулу (1.2).

Поступила 27 XII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Компанец А. С. Радиоплучение атомного взрыва. — ЖЭТФ, 1958, т. 35, вып. 6(12), с. 1538.
2. Gilinsky V. Kompaneets model for radio emission from a nuclear explosion. — «Phys. Rev.», 1965, vol. 137, N 1A, p. 50–55.
3. Karzas W. Y., Latter R. Detection of the electromagnetic radiation from nuclear explosions in space. — «Phys. Rev.», 1965, vol. 137, N 5B, p. 1369–1378. Рус. пер. Ядерный взрыв в космосе, на земле и под землей. М., Воениздат, 1974.
4. Иванов М. Ф., Соловьев А. А., Терехин В. А. Самосогласованная задача об электрических полях, создаваемых в воздухе импульсом  $\gamma$ -квантов. — ПМТФ, 1975, № 4, с. 7–10.

5. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Электрическое поле, возбуждаемое в воздухе импульсом гамма-квантов.— ПМТФ, 1970, № 4, с. 3—8.
6. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Об импульсной функции токов комптоновских электронов.— В кн.: Вопросы метрологии ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1976.
7. Евдокимов О. Ф. Многократное рассеяние быстрых электронов в газе в присутствии электрического поля.— ЖТФ, 1975, т. 45, вып. 3, с. 593—599.
8. Жемерев А. В., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Импульсный ток электронов, возбуждаемый гамма-излучением в воздухе.— «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 4, с. 268—269.
9. Гуревич А. В. К теории эффекта убегающих электронов.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 5(11), с. 1296—1307.
10. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Атомиздат, 1961.
11. Dutton J. A survey of electron swarm data.— «J. Phys. Chem. Ref. Data», 1975, vol. 4, N 3, p. 577—856.
12. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
13. Kline L. E., Siambis Y. G. Computer simulation of electrical breakdown in gases: avalanche and streamer formation.— «Phys. Rev.», 1972, vol. 5, N 2A, p. 794—805.

УДК 533.95 : 621.375.826

## ИОНИЗАЦИЯ И РЕКОМБИНАЦИЯ В МНОГОЗАРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ, НАГРЕВАЕМОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А. Н. Поляничев, В. С. Фетисов

(Москва)

Процессы ионизации и рекомбинации, происходящие в лазерной плазме при ее нагреве и последующем охлаждении, играют важную роль в формировании зарядовых и энергетических спектров ионов плазмы [1, 2]. Оказывается, что рекомбинация при разлете плазмы не приводит к полному исчезновению заряженных частиц. На такую возможность закалки степени ионизации впервые теоретически указано в работе [3]. Последующее теоретическое изучение разлета предварительно нагретой и ионизированной плазмы [4—6] показало, что наиболее эффективная закалка происходит на периферии плазменного сгустка, т. е. там, где скорость расширения плазмы является наибольшей, а плотность наименьшей. Однако во всех этих работах не рассматривалась стадия нагрева плазмы лазерным излучением.

Данная работа посвящена численному исследованию разлета многозарядной (алюминиевой и дейтериево-углеродной) плазмы, подвергающейся воздействию излучения неодимового лазера. При расчетах принимаются во внимание следующие неупругие процессы: ионизация электронным ударом, фото-рекомбинация, тройная рекомбинация на основной уровень с электроном в качестве третьей частицы, тормозное поглощение падающего на плазму излучения, тормозное излучение, электронная теплопроводность и обмен энергией между электронами и ионами.

Разлет сплошного сферического сгустка многозарядной плазмы, в которой происходят указанные выше неупругие процессы, может быть рассмотрен при помощи уравнений газовой динамики с использованием предположения о квазинейтральности плазмы. Нарушение квазинейтральности происходит на расстояниях порядка дебаевского радиуса. Для используемых параметров плазмы (плотность  $\sim 10^{22}$  см $^{-3}$ , температура  $\sim 10^3$ — $10^4$  эВ) дебаевский радиус  $r_D \sim 10^{-6}$  см, что значительно меньше характерного размера плазменного сгустка  $R \sim 10^{-2}$  см. Поэтому нарушение квазинейтральности может происходить только вблизи границы