

3. Hays W. J., Rodgers W. E., Knuth E. L. Scattering of argon beams with incident energies up to 20 eV from a (111) silver surface.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 4.
4. Liu S. M., Rodgers W. E., Knuth E. L. Transition between atom-surface scattering regimes.— «Rarefied Gas Dynamics», 1974, vol. II.
5. Subbarao R. V., Miller D. R. Velocity distribution measurement of 0,06—1,4 eV argon and neon atoms scattered from the (111) plane of a silver crystal.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 58, N 12.
6. Колосов А. В. Взаимодействие молекулярного пучка гелия с поверхностью германия при наличии адсорбированного слоя.— «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1975, № 3, вып. 1.
7. Колосов А. В., Миронов С. Г. Использование возбужденных атомов для изучения компоненты Ar в молекулярном пучке, полученном из смеси Ar—He.— ПМТФ, 1975, № 4.
8. Smith D. L., Merrill R. P. Concurrent low energy electron diffraction and deuterium molecular beam scattering studies of clean and contaminated Pt (111).— «Rarefied Gas Dynamics», 1969, vol. II, p. 1159.
9. Пярнпуу А. А. Взаимодействие молекул газа с поверхностями. М., «Наука», 1974.
10. Тананаев И. В., Шпирт М. Я. Химия германия. М., «Химия», 1967.
11. Филиппов Б. В., Цителов И. М. Взаимодействие молекулярного пучка с релаксирующим адсорбционным слоем.— В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 4. Изд. Ленингр. ун-та, 1969.
12. Logan R. M., Stickney R. E. Simple classical model for the scattering of gas atom from a solid surface.— «J. Chem. Phys.», 1966, vol. 44, N 1.
13. Баранцев Р. Г. Схема изолированного отражения атомов от твердой поверхности.— В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 2. Изд. Ленингр. ун-та, 1965.

УДК 537.530

К ОЦЕНКЕ АМПЛИТУД ПОЛЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. А. Медведев, Е. В. Метелкин

(Москва)

Известно [1—4], что нестационарный источник γ -излучения возбуждает в окружающем пространстве электромагнитное поле. Большинство работ, посвященных изучению характеристик таких полей, выполнено в линейном по полю приближении (см., например, [1—3]). Исключение в этом отношении составляет работа [4], в которой учитывается тормозящее влияние электрического поля на движение комптоновских электронов.

Как следует из работ [1, 2], характерный масштаб полей, возникающих вблизи источника, имеет порядок $3 \cdot 10^4$ В/м*. Эта величина значительно ниже величин пробойных полей в воздухе. В то же время в зоне действия источника экспериментально зарегистрированы электрические разряды [5], что свидетельствует о том, что реальные поля в зоне источника достигают существенно больших значений.

Один из возможных эффектов, приводящих к увеличению поля, не принимаемый во внимание в линейном приближении, состоит в учете возрастания температуры электронов под действием электрического поля [6]. Это обстоятельство приводит, с одной стороны, к уменьшению подвижности электронов, а следовательно, и проводимости в системе. С другой стороны, известно, что коэффициент прилипания электронов γ к электроотрицательным молекулам, существенным образом влияющий на характеристики электрических полей, зависит от энергии

* Такая величина получается и из результатов работы [1] при правильных значениях физических констант.

электронов. Поэтому в уравнении баланса электронов необходимо учесть зависимость γ от электрического поля через энергию электронов, что приведет к дополнительному изменению проводимости.

В данной работе последовательно учитывается влияние этих эффектов на формирование электрических полей в воздухе в зоне действия источника. Предполагается, что время жизни электронов определяется только процессами их прилипания к молекулам. При давлениях воздуха, близких к нормальному, это является хорошим приближением [1—3].

Рассмотрим зависимость энергии и подвижности электронов от величины электрического поля. В [4] показано, что если время термализации электронов $\tau = 1/\nu\delta$ (ν — частота соударений электронов с молекулами газа; δ — средний относительный сброс энергии электрона в результате одного соударения) гораздо меньше характерных времен, определяющих процессы формирования электрических полей, то процессы в такой системе являются квазистатическими. В таком случае можно считать, что энергия электронов ε в данный момент времени определяется значением электрического поля E в тот же самый момент времени. Связь между этими величинами при $\delta = \text{const}$ и $\nu = \nu_0 \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}$ получена в [6] и имеет вид

$$(1) \quad \varepsilon(t) = (1/2)\varepsilon_0[1 + \sqrt{1 + (E(t)/E_0)^2}],$$

где $\varepsilon_0 = (3/2)\kappa T$; $E_0^2 = 3\kappa T\delta/8m\mu_0^2$; $\mu_0 = e/m\nu_0$; κT — температура газа в энергетических единицах; e и m — соответственно заряд и масса электрона.

С учетом (1) для подвижности электронов получается выражение

$$(2) \quad \mu = \sqrt{2} \mu_0 / [\sqrt{1 + (E/E_0)^2} + 1],$$

где μ_0 — подвижность электронов в слабых полях.

В [7] при аналогичных предположениях получена точно такая же зависимость подвижности электронов от величины электрического поля, с той лишь разницей, что $E_0^2 = \delta\kappa T/\pi m\mu_0^2$, где в качестве μ_0 предлагалось использовать экспериментальное значение подвижности электронов. В таком случае зависимость (2) хорошо согласуется с экспериментом [7]. Так как в воздухе $\mu_0 = 10^6$ CGSE [8], то получим, что $E_0 = 50 \cdot 10^2$ В/м. В дальнейшем для оценок будем пользоваться этой величиной.

Физические константы, определяющие процессы взаимодействия электронов с молекулами воздуха, усредненные по различным результатам экспериментальных работ [8], в области энергий $\varepsilon \ll 1,2$ эВ можно представить в виде

$$(3) \quad \nu(\varepsilon) = \nu_0(\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0})\xi, \quad \nu_0 = 1,75 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1};$$

$$(4) \quad \delta(\varepsilon) = \text{const} = 1,7 \cdot 10^{-3};$$

$$(5) \quad \gamma(\varepsilon) = 2,1 \cdot 10^{10} \xi^2 \varepsilon^{1,66} / (1 + 470 \varepsilon^{2,22}), \text{с}^{-1},$$

где $\xi = p/p_0$ — отношение давления воздуха к нормальному.

Величина (5) характеризует вероятность прилипания электронов в тройных соударениях с молекулами кислорода. В указанном энергетическом интервале и при давлениях воздуха, близких к нормальному, радиационным и диссоциативным захватами электронов молекулами кислорода можно пренебречь [8], и эти процессы в выражении (5) не учитываются. Величины ν и δ усреднялись в [8] по данным различных экспериментальных работ при использовании полных сечений взаимодействия элект-

ронов с молекулами кислорода и азота, учитывающих вклады от различных элементарных процессов.

Воспользовавшись результатами (3) — (5), можно убедиться, что величина $\gamma/v\delta$ достигает максимального значения 0,4 при $\varepsilon = 0,065$ эВ и при дальнейшем увеличении энергии убывает. Поскольку время жизни электронов ($1/\gamma$) является наименьшим из характерных времен, процессы в системе будут квазистатическими.

Таким образом, видно, что если электрическое поле разогревает электроны до энергий, не больших $1,2$ эВ, т. е. если его значение меньше $4,8 \cdot 10^5$ В/м (см. (1)), то справедливы выражения (3), (4) и простое выражение для энергии (1) и подвижности (2), полученные на их основе. В случае δ -импульсной зависимости источника γ -излучения от времени полученные результаты будут справедливы в тех точках пространства, где величина поля $E \leq 4,8 \cdot 10^5$ В/м. Из результатов, приведенных ниже, следует, что это ограничение несущественно, если источник экспоненциально спадает со временем.

С учетом приведенных соображений и результатов работ [1 — 4] изменение во времени поля и концентрации вторичных электронов n с учетом зависимости подвижности и коэффициента прилипания вторичных электронов и пробега комптоновских электронов (множитель $[1 + E(t)/E_T]^{-1}$ в правых частях (6), (7) [4]) от поля $E(t)$ будем описывать системой уравнений

$$(6) \quad \frac{dn}{dt} + \gamma[\varepsilon(t)]n = \frac{\eta N}{\lambda^3} \frac{e^{-x}}{x^2} \frac{f(t-x)}{1 + \frac{E(t)}{E_T}};$$

$$(7) \quad \frac{dE}{dt} + \frac{4\pi e^2 m_0 n(t)}{V} \frac{\sqrt{2} E}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + (E/E_0)^2}}} = \frac{Nel}{\lambda^3} \frac{e^{-x}}{x^2} \frac{f(t-x)}{1 + \frac{E(t)}{E_T}},$$

которую дополним соотношением (1) и соответствующими начальными условиями. В уравнениях (6), (7) η — число вторичных электронов, приходящееся на 1 МэВ поглощенной энергии; N — полный выход γ -квантов; l — пробег комптоновского электрона; λ — пробег γ -кванта; $x = r/\lambda$; $f(t)$ — функция, характеризующая зависимость источника γ -квантов от времени; $E_T = \varepsilon_1/el \simeq 3 \cdot 10^5$ В/м (ε_1 — энергия комптоновского электрона).

Решение системы (6), (7) приводится ниже для двух видов источников γ -излучения: δ — импульсного и экспоненциально-спадающего со временем.

В случае δ -импульсного источника γ -излучения

$$f(t) = \delta(t).$$

Решение системы (6), (7) в таком случае можно получить, решая соответствующие однородные уравнения с начальными условиями: при $t - x \rightarrow 0$

$$(8) \quad n \rightarrow n_H^* = \frac{n_H}{1 + \frac{E_H}{E_T}};$$

$$E \rightarrow E_H^* = \sqrt{\frac{1}{4} E_T^2 + E_H E_T} - \frac{E_T}{2},$$

где $n_H = (\eta N/\lambda^3)e^{-x/4\pi x^2}$; $E_H = (eNl/\lambda^3)e^{-x/x^2}$. Из уравнения (7) с учетом (8) получим при $t - x \rightarrow 0$

$$(9) \quad \frac{dE}{dt} \rightarrow - \frac{\sqrt{2} \gamma_0 \frac{E_H}{E_a} E_H^*}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E_H^*}{E_0}\right)^2}}},$$

где $\gamma_0 = 10^8 \text{с}^{-1}$; $E_a = \gamma_0 l / \mu_0 \eta \approx 3 \cdot 10^4 \text{ В/м}$.
Из уравнений (6), (7) с учетом (9) следует

$$(10) \quad \frac{dE}{dt} \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2}}}{E} + \sqrt{2} \gamma_0 \frac{E_H}{E_a} + \int_{t-x}^t \gamma(\varepsilon(t)) \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2}}}{E} \frac{dE}{dt} dt = 0.$$

Интеграл в уравнении (10) преобразуется следующим образом:

$$(11) \quad \int_{t-x}^t \gamma(\varepsilon(t)) \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2}}}{E} \frac{dE}{dt} dt = \\ = \int_{E_H^*}^E \gamma(\varepsilon(E)) \sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2}} \frac{dE}{E}.$$

С помощью (11) решение уравнения (10), а следовательно, и окончательный результат представляется в виде

$$(12) \quad (t-x) \gamma_0 = \int_E^{E_H^*} \frac{dE' \sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E'}{E_0}\right)^2}}}{E' \left[\sqrt{2} \frac{E_H}{E_a} + \Phi(E') \right]},$$

где

$$(13) \quad \Phi(E) = - \int_E^{E_H^*} \frac{\gamma(\varepsilon(E'))}{\gamma_0} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E'}{E_0}\right)^2}} \frac{dE'}{E'}.$$

В ряде случаев результаты (12), (13) существенно упрощаются.

Например, в приближении работы [2], где зависимость подвижности от электрического поля и торможение полем комptonовских электронов не учитываются, а $\gamma(\varepsilon) = \gamma_0 = \text{const}$, из (8), (13) следует

$$(14) \quad E_H^* = E_H; \quad \Phi(E) = \sqrt{2} \ln \left(\frac{E}{E_H} \right).$$

Далее из (12), (14) получаем

$$(15) \quad E = E_H \exp \left\{ - \frac{E_H}{E_a} (1 - e^{-\gamma_0(t-x)}) \right\},$$

что в точности совпадает с аналогичным выражением в [2].

В более сложном случае учтем влияние поля на подвижность и на торможение комптоновских электронов. При $\gamma(e) = \gamma_0 = \text{const}$ система (6), (7) допускает решение, выражающееся через элементарные функции,

$$(16) \quad (t-x)\gamma_0 = -\ln \left\{ 1 + \frac{E_a}{\sqrt{2}E_H} \left(1 + \frac{E_H^*}{E_T} \right) \left[2 \left(\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2}} - \sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E_H^*}{E_0}\right)^2}} \right) - \frac{1}{\sqrt{2}} \ln \left(\frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2}} + \sqrt{2}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2}} - \sqrt{2}} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E_H^*}{E_0}\right)^2}} - \sqrt{2}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E_H^*}{E_0}\right)^2}} + \sqrt{2}} \right) \right] \right\}.$$

В той области, где $E \gg E_0$, результат (16) упрощается

$$(17) \quad E = E_H^* \left[1 - \frac{E_H}{E_a} \sqrt{\frac{E_0}{2E_H}} (1 - e^{-\gamma_0(t-x)}) \right]^2.$$

Наконец, рассмотрим случай больших полей $E \gg E_0$. Из (5) следует, что при $\varepsilon > 0,063$ эВ

$$(18) \quad \gamma = \gamma_0 (\varepsilon_2/\varepsilon)^\omega; \quad \omega = 0,56; \quad \varepsilon_2^{0,56} = 0,45.$$

Используя (1), получим, что выражение (18) справедливо при $E > 2,5 \cdot 10^4$ В/м. Поскольку выражение (5) приближенное, положим $\omega = 1/2$. (В этом случае окончательный результат выразится через табулированные функции.) Подставляя (18) в (13), а затем полученное выражение в (12), имеем

$$(19) \quad (t-x)\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{E'}^{E_H^*} \frac{dE'}{\sqrt{E'E_0} \left(\frac{E_H}{E_a} + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0}} \ln \frac{E'}{E_H^*} \right)}.$$

Выражение (19) можно привести к виду

$$(20) \quad (t-x)\gamma_0 = \sqrt{\frac{E_H^*}{2E_0}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2}} \exp \left(-\frac{E_H}{2E_a} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2}} \right) \times \\ \times \left[E_i \left(\frac{E_H}{2E_a} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2}} \right) - E_i \left(\frac{E_H}{2E_a} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2}} + \frac{1}{2} \ln \frac{E}{E_H^*} \right) \right],$$

где $E_i(z)$ — интегральная экспонента [9].

Из анализа выражения (20) (или (19)) можно установить, что при $t \rightarrow \infty$

$$(21) \quad E \rightarrow E_H^* \exp \left\{ -\frac{E_H}{E_a} \sqrt{\frac{2E_0}{E_H^*}} \frac{\gamma_0}{\gamma(E_H^*)} \right\} = E_H^* \exp \left\{ -\frac{E_H}{E_a} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2}} \right\},$$

где
$$\gamma(E_H^*) = \gamma_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon(E)}} = \gamma_0 \sqrt{\frac{2\varepsilon_2 E_0}{\varepsilon_0 E_H^*}}.$$

При $t \rightarrow \infty$ из формулы (15) получим $E \rightarrow E_H \exp\{-E_H/E_a\}$. Сравнивая этот результат с результатом (21) и принимая во внимание выражение (17), видим, что наличие в показателе экспоненты в (21) множителя $\sqrt{2E_0/E_H^*} \ll 1$ приводит к возрастанию электрического поля и обусловлено падением подвижности электронов в сильных полях по закону $1/\sqrt{E}$. Наличие в показателе экспоненты величины $\gamma_0/\gamma(E_H^*) \gg 1$ приводит к уменьшению величины электрического поля. Это объясняется тем, что в начальные моменты времени электроны захватываются молекулами менее интенсивно и, следовательно, проводимость в системе большая, чем в случае $\gamma(\varepsilon) = \text{const}$. В результате наложения этих факторов они в значительной степени (так как $\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_2} \simeq 0,32$) компенсируют друг друга, так что окончательный результат не зависит от величины E_0 .

Рассмотрим случай экспоненциально-спадающего со временем источника γ -излучения

$$f(t) = be^{-bt}.$$

Предположим, что $b \ll \gamma$. Тогда решение уравнения (6) можно представить в виде

$$n = n_H(b/\gamma(\varepsilon(t)))e^{-b(t-x)}/[1 + E(t)/E_T].$$

В этом случае изменение электрического поля со временем описывается уравнениями

$$(22) \quad \frac{dy}{dt} + \frac{E_H}{E_a} \frac{\gamma_0}{\gamma(\varepsilon(t))} \frac{\sqrt{2} y b e^{-b(t-x)}}{(1 + \beta y) \sqrt{1 + \sqrt{1 + y^2}}} = \frac{E_H}{E_0} \frac{b e^{-b(t-x)}}{(1 + \beta y)},$$

где $y = E/E_0$; $\beta = E_0/E_T$.

Интегрируя уравнение (22) с нулевым начальным условием, получим

$$(23) \quad (t-x)b = -\ln \left\{ 1 - \frac{E_0}{E_H} \int_0^{E/E_0} \frac{dy (1 + \beta y) \sqrt{1 + \sqrt{1 + y^2}}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + y^2}} - \sqrt{2} \frac{E_0}{E_a} \frac{\gamma_0}{\gamma(\varepsilon)} y} \right\}.$$

В ряде случаев выражение (23) значительно упрощается.

Будем вначале считать, что $\gamma(\varepsilon) = \gamma_0 \text{const}$ и торможение комptonовских электронов электрическим полем отсутствует ($\beta = 0$). В таком случае из уравнения (22), положив в нем $dE/dt = 0$, можно определить максимальное значение напряженности электрического поля

$$(24) \quad E_{\max} = E_a E_0 / 2E_0.$$

Используя значения физических констант, приведенные в [2, 8], получим, что $E_{\max} = 9 \cdot 10^4$ В/м. При таком значении электрического поля оно действительно будет слабо влиять на движение комptonовских электронов. Положив $\beta = 0$, результат (23) можно выразить через элементарные функции

$$(25) \quad (t-x)b = -\ln \left\{ 1 + \frac{E_a}{\sqrt{2}E_H} \left[2\sqrt{1 + \sqrt{1 + y^2}} - 2\sqrt{2} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2d \ln \left(\frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + y^2}}}{\sqrt{2}} - \frac{\sqrt{\sqrt{1 + y^2} + 1}}{\sqrt{2}} \right) - \frac{2(1 + d^2)}{\sqrt{2 + d^2}} \right] \right\} \times$$

$$\times \ln \left(\frac{2 \sqrt{2+d^2} \sqrt{1+\sqrt{1+y^2}}}{d - \sqrt{\sqrt{1+y^2}-1}} + \frac{2(2+d^2)}{d - \sqrt{\sqrt{1+y^2}-1}} - 2d \right) + \\ + \frac{2(1+d^2)}{\sqrt{2+d^2}} \ln \left(\frac{2}{d} (\sqrt{2(2+d^2)} + 2) \right) \Bigg],$$

где $d = E_a / \sqrt{2} E_0$.

При $y \gg 1$ (большие поля) выражение (25) приводится к виду

$$(26) \quad E = E_a \frac{E_a}{2E_0} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{E_n E_a}{E_0^2} (1 - e^{-b(t-x)}) \right] \right\}^2,$$

который также следует и непосредственно из уравнения (22) при $\gamma(\varepsilon) = \gamma_0$ и $E \gg E_0$.

При $E_0 \rightarrow \infty$ (пренебрегается зависимостью подвижности электронов от поля) из (22) получаем

$$(27) \quad E = E_a \{ 1 - \exp [- (E_n/E_a)(1 - e^{-b(t-x)})] \},$$

что в точности совпадает с соответствующим выражением в [2].

Рассмотрим общий случай. Пусть зависимость $\gamma(\varepsilon)$ определяется выражением (5). Используя (5), (1), получим

$$(28) \quad \gamma(E) = \gamma_1 \frac{\left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2} \right]^{1,66}}{1 + \alpha \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2} \right]^{2,22}}$$

где $\gamma_1 = 1,5 \cdot 10^7 \text{с}^{-1}$; $\alpha = 2,84 \cdot 10^{-2}$.

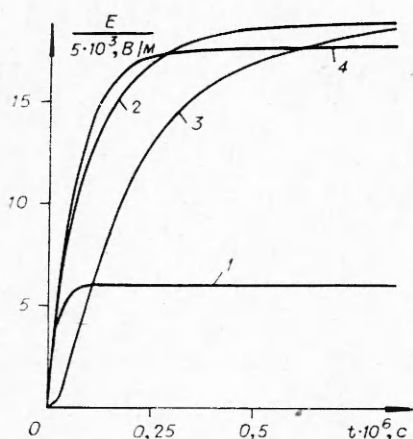
Подставляя (28) в (23), получим окончательный результат в виде

$$(29) \quad (t-x)b = - \ln \left\{ 1 - \frac{E_0}{E_n} \int_0^{E/E_0} \frac{dy (1 + \beta y) [1 + \sqrt{1+y^2}]^{2,16}}{(1 + \sqrt{1+y^2})^{2,16} - \frac{\sqrt{2} E_0 \gamma_0}{E_a \gamma_1} y [1 + \alpha (1 + \sqrt{1+y^2})^{2,22}]} \right\}.$$

Из уравнения (22) получаем максимальное значение электрического поля, определяемого соотношением (29),

$$(30) \quad E_{\max} = E_0 [(E_a/E_0) \gamma_1 / \sqrt{2} \alpha \gamma_0]^{1/1,06} \simeq 9,35 \cdot 10^4 \text{ В/м}.$$

Результат (30) мало чувствителен к точности определения величины E_0 . Очевидно, что при $\omega = 1/2$ (выражение (17)) предельное значение электрического поля совсем не зависело бы от величины E_0 . Это связано с тем, что с ростом электрического поля уменьшение подвижности электронов в точности компенсировалось бы ростом проводимости за счет уменьшения коэффициента прилипания. В случае $\gamma(\varepsilon) = \gamma_0 = \text{const}$ предельное значение электрического поля в сильной мере зависит от точности определения величины E_0 (24). В этом основное принципиальное отличие результатов, получаемых с учетом зависимости коэффициента прилипания от энергии электронов и без учета такой зависимости, в то время как зависимости (24), (30) при $E_0 = 50 \text{ В/см}$ приводят к близким результатам.



Отметим, что увеличение высоты источника γ -излучения приведет к тому, что эффекты, связанные с влиянием электрического поля на подвижность электронов, будут уменьшаться, так как

$$E_a/E_0 \sim \rho/\rho_0 \sim e^{-z/h},$$

где ρ — плотность воздуха на высоте источника; ρ_0 — плотность воздуха при нормальных условиях.

Такой вывод можно сделать и о влиянии эффектов, связанных с торможением комптоновских электронов, так как

$$E_{\max}/E_T \sim (\rho/\rho_0)^2 \sim e^{-2z/h}.$$

На достаточно больших высотах картина изменится еще больше, так как время жизни электронов там будет определяться процессами электронно-ионной рекомбинации [4].

На фигуре показаны зависимости поля от времени, построенные для ряда случаев в точке $x = 1$ при экспоненциальной зависимости источника γ -излучения от времени (кривая 1 построена по формуле (27); 2 — (25); 3 — (26); 4 — (23)). Их анализ показывает, что влияние поля на подвижность электронов приводит к значительному увеличению максимального значения поля и времени релаксации поля.

Поступила 22 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Компанец А. С. Радиоизлучение атомного взрыва. — ЖЭТФ, 1958, т. 36.
2. Gilinsky V. Kompaneets model for radio emission from a nuclear explosion. — «Phys. Rev.», 1965, vol. 37, N 1 A, p. 50.
3. Виленская Г. Г., Имшенник В. С., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Феоктистов Л. П. Электромагнитное поле, возбуждаемое в воздухе нестационарным источником γ -излучения, находящимся на идеально проводящей плоскости. — ПМТФ, 1975, № 3, с. 18—26.
4. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Электрическое поле, возбуждаемое в воздухе импульсом гамма-квантов. — ПМТФ, 1970, № 4, с. 3.
5. Uman M. A., Seacord D. F., Price G. H., Price E. T. Lightning induced by thermonuclear detonations. — «J. Geophys. Res.», 1972, vol. 77, N 9, p. 1591.
6. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., «Наука», 1961.
7. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т.1. ОНТИ-НКТП, 1935.
8. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Статистические характеристики вторичных электронов. — «Труды ВНИИОФИ», 1975.
9. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., «Наука», 1971.