

нием резонансной части поляризуемости, если $\left(\frac{\tau_{II}}{\tau_3}\right)^2 \frac{\delta T}{T_0} (n_0 - 1) \ll \frac{n_0 c \bar{I}_{nm}}{\pi^2 b_D} \times \delta S_{nm}$, если же $\tau_{II} \gg \tau_3$, но естественно меньше характерных времен теплопроводности и диффузии, то здесь δn зависит как от изменения плотности (температуры), так и от изменения резонансной части поляризуемости. Последней при нахождении δn можно пренебречь только при $\pi^2 b_D \delta T (n_0 - 1) \gg n_0 c T_0 H_{nm} \delta S_{nm}$. Формирование области с $\delta n > 0$ при $\tau_{II} \ll \tau_3$ возможно только при положительной расстройке ($\nu_I > \nu_{nm}$), а при $\tau_{II} \gg \tau_3$ и $\nu_I \neq \nu_{nm}$ только на таком интервале времени, где $\pi^2 b_D \delta T (n_0 - 1) < n_0 c T_0 H_{nm} \delta S_{nm}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // УФН.— 1967.— Т. 93, вып. 1.
2. Pandley P. K. K., Santry D. D. Vibrational contribution to molecular polarizabilities and hyperpolarizabilities // J. Chem. Phys.— 1980.— V. 73, N 6.
3. Панченко В. Я., Осипов А. И., Филиппов А. А. О показателе преломления колебательно-возбужденного газа // Квантовая электрон.— 1984.— Т. 11, № 9.
4. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. О механизмах изменения показателя преломления при распространении излучения с $\lambda = 2,8$ мкм во влажной атмосфере // Квантовая электрон.— 1988.— Т. 15, № 7.
5. Ипполитов И. И. Поглощение излучения лазера на смеси CO_2 — N_2 в атмосфере // Оптика и спектроскопия.— 1969.— Т. 27, № 3.
6. Eng R. S., Mantz A. W. Water vapor line parameters in the 10-to 15 μm spectral region // J. Mol. Spectrosc.— 1979.— V. 74, N 3.
7. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении лазерного излучения через атмосферу // ЖТФ.— 1974.— Т. 44, № 5.
8. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Рудой И. Г., Сорока А. М. Кинетическая самофокусировка излучения CO_2 -лазера в воздухе // ДАН СССР.— 1985.— Т. 284, № 6.
9. Старик А. М. О некоторых механизмах охлаждения молекулярного газа в поле резонансного излучения // Хим. физика.— 1987.— Т. 6, № 7.
10. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом.— Минск: Наука и техника, 1977.
11. Лоудон Р. Квантовая теория света.— М.: Мир, 1976.
12. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
13. Журавлев В. В., Сорокин А. А., Старик А. М. О механизмах самофокусировки при взаимодействии лазерного излучения с газовой средой // Квантовая электрон.— 1990.— Т. 17, № 4.
14. Решетняк С. А. Вопросы кинетики в лазерах на плазме и вращательных переходах // Тр. ФИАН.— М.: Наука, 1975.— Т. 83.— С. 146.
15. Flaud J. M., Camy-Peyret C., Toth R. A. Water vapor line parameters from microwave to infrared medium // Tables of constants and numerical data.— Oxford, 1981.— V. 19.

г. Москва

Поступила 5/V 1989 г.,
в окончательном варианте — 23/I 1990 г.

УДК 539.2; 539.12.04

В. Н. Гусельников, К. А. Дергобузов, А. П. Яловец

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАРЯЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ ПОТОКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Известно, что при облучении диэлектриков и полупроводников потоком быстрых электронов в них накапливается объемный заряд (ОЗ), электрическое поле которого существенно влияет на перенос первичных частиц, а также может вызвать электрический пробой и разрушение диэлектрика [1—3]. Хотя данное явление интенсивно исследуется уже в течение 20 лет, в настоящее время отсутствует удовлетворительное математическое описание, что затрудняет порой интерпретацию экспериментальных результатов. Главное приближение, содержащееся в известных решениях задачи о динамике ОЗ [2, 4], состоит в пренебрежении деформацией поглощенной энергии и термализованных электронов вследствие воздействия на перенос поля ОЗ.

В данной работе построена и реализована нестационарная математическая модель, которая описывает самосогласованным образом процесс накопления ОЗ и перенос быстрых электронов для различных граничных условий.

Система уравнений. В основу математической модели, описывающей процесс накопления объемного заряда в диэлектрике, положена феноменологическая модель [4]. Для учета деформации распределения поглощенной энергии и термализованных электронов за счет влияния на перенос быстрых частиц электрического поля уравнения кинетики объемного заряда дополнены кинетическим уравнением с электрическим полем для быстрых электронов. В одномерном случае система уравнений имеет вид

$$(1) \quad \frac{\partial N}{\partial t} = Q_e + S - \alpha PN - \frac{\partial J_N(N, E)}{\partial z};$$

$$(2) \quad \frac{\partial P}{\partial t} = S - \alpha PN - \frac{\partial J_P(P, E)}{\partial z};$$

$$(3) \quad \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (P - N);$$

$$(4) \quad \hat{L}\psi + E\hat{F}\psi = S_\psi;$$

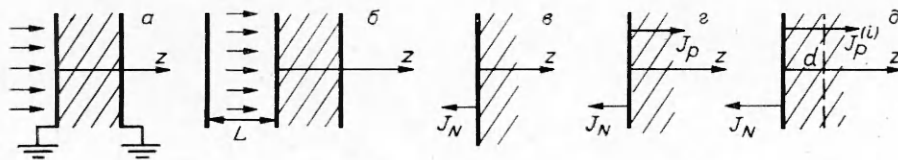
$$(5) \quad Q_e = -e \int_{4\pi} d\Omega \int_{T_p}^{T_m} dT \psi(z, u, T) \int_0^{T_p} dT' \Sigma_i(T \rightarrow T');$$

$$(6) \quad \dot{D} = \int_{4\pi} d\Omega \int_{T_p}^{T_m} dT B(T) \psi(z, u, T), \quad S = \dot{D}/\omega_i.$$

Здесь N, P — суммарные концентрации электронов и дырок, включающие как квазисвободные, так и захваченные носители заряда; Q_e — скорость термализации быстрых электронов; S — скорость генерации электрон-дырочных пар вследствие ионизации среды; $\alpha = \tilde{\alpha}_N \Theta_N + \tilde{\alpha}_P \Theta_P$ — эффективный коэффициент рекомбинации; $\tilde{\alpha}_N, \tilde{\alpha}_P$ — усредненные по скорости отрицательных и положительных носителей микроскопические коэффициенты рекомбинации; Θ_N, Θ_P — доли квазисвободных электронов и дырок; $J_N = \mu_N NE, J_P = \mu_P PE$ — токи, обусловленные движением электронов и дырок; $\mu_{N,P} = \tilde{\mu}_{N,P} \Theta_{N,P}$ — эффективные подвижности электронов и дырок; $\tilde{\mu}_N, \tilde{\mu}_P$ — истинные подвижности квазисвободных электронов и дырок; \hat{L} — оператор переноса, учитывающий процессы упругого и неупругого рассеяния [5]; $\hat{F} = e \left[u \frac{\partial}{\partial T} + \frac{1}{p_e v_e} \frac{\partial}{\partial u} (1 - u^2) \right]$; $u = \cos \vartheta$; ϑ — угол между импульсом электрона p_e и осью z ; v_e — скорость электрона; e — элементарный заряд; T — кинетическая энергия; ψ — дифференциальная по углам и энергиям плотность потока электронов; S_ψ — функция источника быстрых электронов; E — напряженность электрического поля; Σ_i — макроскопическое сечение неупругого рассеяния; T_m — верхняя граница электронного спектра; T_p — пороговая энергия, ниже которой электроны полагаются термализованными (в наших расчетах $T_p = 0,02 T_m$); $B(T)$ — удельные потери энергии быстрых электронов; ω_i — средняя энергия ионизации.

В используемой модели зависимость параметров вещества α, μ от характеристик излучения заложена в $\Theta_{N,P}$ — доле квазисвободных носителей одного вида от их общего числа, включающего и захваченные в ловушки. Поэтому для решения уравнений (1)–(6) необходимо принять какие-либо модельные представления относительно Θ , а также граничные условия для тока в уравнениях (1) и (2), граничные условия для поля (потенциала) в (3). Начальные условия выбраны в виде $P(t=0) = N(t=0) = 0$.

В общем случае Θ_N, Θ_P зависят от спектра ловушек, мощности дозы облучения и величины захваченного на ловушки отрицательного и положительного заряда.



Р и с. 1

В первых работах по исследованию накопления заряда в диэлектриках, облучаемых электронным пучком [4, 6], было постулировано, что Θ_N не зависит от времени облучения и определяется мощностью дозы, это позволило получить хорошее согласие с экспериментальными данными для полиметилметакрилата (ПММА) [7]. В дальнейших работах модель, предложенная в [4], усовершенствована, и в [8] получена зависимость Θ_N при термодинамическом равновесии для экспоненциального спектра ловушек от объемного заряда и мощности дозы \dot{D} для различных режимов накопления. Данная зависимость содержит параметр $\Delta = T_1/(T_1 + T)$, где T_1 — характеристическая температура в распределении ловушек по энергии, T — температура. В этом случае $\mu_{N,P} = \mu_{N,P}^{(0)} (\dot{D}/D_0)^{2\Delta-1}$ ($\mu_{N,P}^{(0)}$, D_0 — константы [1]). В частности, при $\Delta = 0,5$ $\Theta_{N,P}$ во всех случаях не зависит от объемного заряда. Отметим, что в [7] исследования проводились на ПММА, для которого Δ близка к 0,5 [9], что и позволило хорошо объяснить экспериментальные результаты. Для дальнейшего усовершенствования модели, предложенной в [8], необходимо рассмотреть временную зависимость величины $\Theta_{N,P}$ при инжекции и оценить время установления термодинамического равновесия. Такая задача решена численно в [10] для диэлектрика с характерными параметрами, где получено, что время выхода $\Theta_{N,P}$ на стационарное значение равно $\sim 10^{-3}$ с. При непрерывном облучении, когда время накопления составляет десятки и более секунд, временной зависимостью величины $\Theta_{N,P}$ можно пренебречь.

Граничные условия. Граничные условия на дифференциальную плотность потока ψ стандартные [5]. При задании граничных условий на токи J_N , J_P и поле следует рассмотреть два наиболее важных случая облучения диэлектрика: облучение диэлектрика с заданными граничными условиями на потенциалы и облучение диэлектрика с открытой поверхностью. Первый случай реализуется, когда поверхности диэлектрика покрыты проводящими электродами (рис. 1, а), второй — когда электрод имеется лишь на необлучаемой стороне диэлектрика (рис. 1, б).

Согласно [1], рассмотрим три типа граничных условий на ток через поверхность диэлектрика с электродом. Первый задает блокирующие электроды, которые препятствуют передаче носителей заряда от электрода внутрь диэлектрика, но принимают носители заряда из него (рис. 1, в). Как правило, такими свойствами обладают получаемые напылением в вакууме металлические электроды, находящиеся на необлучаемой поверхности диэлектрика. Второй задает омические (или нейтральные) электроды, которые обеспечивают передачу заряда в направлении, определяемом вектором напряженности электрического поля в диэлектрике вблизи его поверхности. При облучении образца блокирующий электрод может стать омическим. И третий задает инжектирующий электрод, поведение которого напоминает катод с бесконечной эмиссионной способностью, обеспечивающей на электроде значение электрического поля $E = 0$ (рис. 1, д). Этот тип граничных условий реализуется в случае электролитического электрода либо в контакте диэлектрика с плазмой. Выражение для тока инжекции $J_P^{(i)}$ при электронном облучении диэлектрика можно получить, полагая, что в малой области ($z \leq d$, $d \ll a$, a — толщина слоя диэлектрика) $p \gg N$, $J_P^{(i)} \gg J_N$. Тогда, решая уравнение Пуассона для области $0 \leq z \leq d$ и сшивая это решение с решением уравнения Пуассона в остальной области диэлектрика, используя условие $E(0) = 0$,

получим

$$(7) \quad J_P^{(i)} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\mu_P}{2} \left(\frac{(a-d) E_d^0 - V}{(a-d/3)d} \right)^2$$

где V — разность потенциалов, приложенная к диэлектрику; $E_d^{(0)}$ — значение поля в плоскости $z = d$, найденное из решения уравнения Пуассона в области $z > d$ с нулевыми граничными условиями.

Определим теперь граничные условия для тока и потенциала при облучении диэлектрика с открытой поверхностью. Пусть на расстоянии L от облучаемой поверхности диэлектрика находится плоскость с потенциалом φ_0 (рис. 1, б). Тогда потенциал поверхности диэлектрика φ_n можно найти из условия непрерывности тока в дрейфовой области и тока в диэлектрике:

$$(8) \quad \varphi_n = \frac{\left(\frac{\varphi_0}{L} + \frac{\varepsilon \varphi_a}{a} \right) + (\tilde{E}_n^{(0)} - \varepsilon E_n^{(0)}) - \frac{1}{\varepsilon_0} \rho_{\text{пов}}}{\frac{1}{L} + \frac{\varepsilon}{a}}$$

Здесь $\tilde{E}_n^{(0)}$, $E_n^{(0)}$ — значения электрического поля слева и справа от поверхности диэлектрика, полученные из решения уравнений Пуассона в дрейфовой области и в диэлектрике с нулевыми граничными условиями; $\rho_{\text{пов}} = e \int_0^t [(J_P(E_n) + J_N(E_n)) - J^{(2)}(\tilde{E}_n)] dt'$ — поверхностная плотность заряда; $\tilde{E}_n = \tilde{E}_n^{(0)} - (\varphi_n - \varphi_0)/L$; $E_n = E_n^{(0)} - (\varphi_a - \varphi_n)/a$; $J^{(2)}$ — ток эмиссии с открытой поверхности.

Ток эмиссии $J^{(2)}$ включает в себя вторичную электронную эмиссию и автоэлектропию, зависящую от поля в дрейфовой области. Заметим, что при вычислении поля в дрейфовой области \tilde{E} часто можно пренебречь полем объемного заряда, т. е. $\tilde{E}^{(0)} \simeq 0$, однако не всегда можно пренебречь торможением электронов пучка в поле \tilde{E} .

Решение уравнений. Прежде всего в уравнениях (1)–(6) сделаем замену переменных, вводя в качестве масштаба длины пробег быстрых электронов в материале диэлектрика R_0 , времени $\tau_0 = (k_0 R_0 / \alpha_0 I_0)^{1/2}$, где I_0 — плотность падающего тока частиц, $k_0 = m_0 c^2 / \omega_i$, $m_0 c^2$ — энергия массы покоя электронов, α_0 — характерный коэффициент рекомбинации.

Тогда уравнения (1)–(3) в безразмерной форме примут вид

$$(9) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = q + k_0 D - k_0 \xi n p - \frac{\partial j_p}{\partial z};$$

$$(10) \quad \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} = k_0 D - k_0 \xi n p - \frac{\partial j_p}{\partial z};$$

$$(11) \quad \frac{\partial E}{\partial z} = E_A (p - n).$$

Здесь n , p — концентрации носителя, выраженные в единицах $I_0 \tau_0 / R_0$; j_n , j_p — токи в единицах I_0 ; $d\bar{t} = dt / \tau_0$; $d\bar{z} = dz / R_0$; $\xi = \alpha / \alpha_0$; $E_A = e I_0 \tau_0 / \varepsilon \varepsilon_0$; q , D — распределения термализованных электронов и поглощенной энергии, рассчитанные на одну падающую частицу, в единицах соответственно R_0^{-1} и $m_0 c^2 / R_0$.

Уравнения (9)–(11) совместно с (4) решаются численно путем многократного выполнения шагов по времени. Для интегрирования уравнений (9)–(11) на временном шаге Δt применяется метод расщепления по физическим процессам. На первом этапе учитываются только рождение носителей заряда за счет ионизации и термализации быстрых частиц, а также их убытие за счет рекомбинации. Решение уравнений (9) и (10) без конвективных членов ($\partial j_{n,p} / \partial z = 0$) позволяет найти промежуточные концентрации $\tilde{p}^{(j+i)}$ и $\tilde{n}^{(j+1)}$ в аналитическом виде для $(j+1)$ -го времен-

ного шага:

$$\tilde{p}_i^{(j+1)} = A_i^{(j)} \frac{1 - b_i^{(j)} \exp(-2k_0 \xi_i A_i^{(j)} \Delta t)}{1 + b_i^{(j)} \exp(-2k_0 \xi_i A_i^{(j)} \Delta t)} - \frac{i}{2} (\rho_i^{(j)} + q \Delta t),$$

$$n_i^{(j+1)} = \tilde{p}_i^{(j+1)} + \rho_i^{j+1} + q_i \Delta \bar{t},$$

где i — номер узла пространственной сетки;

$$\rho_i^{(j)} = n_i^{(j)} - p_i^{(j)}; \quad A_i^{(j)} = \left(D_i / \xi_i + \frac{1}{2} (\rho_i^{(j)} + q_i \Delta t) \right)^{1/2};$$

$$b_i^{(j)} = \frac{A_i^{(j)} - \left(p_i^{(j)} + \frac{\rho_i^{(j)} + q_i \Delta t}{2} \right)}{A_i^{(j)} + \left(p_i^{(j)} + \frac{\rho_i^{(j)} + q_i \Delta t}{2} \right)}.$$

На втором этапе вычисляются эффекты переноса носителей заряда, в результате чего определяются окончательные значения концентраций частиц в $(j+1)$ -й момент времени. Процедура эта выполняется аналогично [11]:

$$p_i^{(j+1)} = \tilde{p}_i^{(j+1)} - \frac{\Delta M_{i+1/2}^{(p)} - \Delta M_{i-1/2}^{(p)}}{h_{i+1/2}},$$

$$n_i^{(j+1)} = \tilde{n}_i^{(j+1)} - \frac{\Delta M_{i+1/2}^{(n)} - \Delta M_{i-1/2}^{(n)}}{h_{i+1/2}}$$

($h_{i+1/2} = (1/2)(z_{i+1} - z_i)$, ΔM — потоки частиц через границы соседних ячеек).

Потоки частиц вычислялись по формулам первого порядка точности:

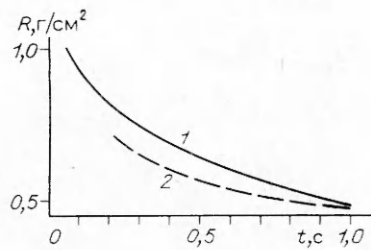
$$\Delta M_{i+1/2}^{(p)} = \begin{cases} j_p \left(p_i, \frac{E_i + E_{i+1}}{2} \right) \Delta \bar{t}, & E_i + E_{i+1} > 0, \\ j_p \left(p_{i+1}, \frac{E_i + E_{i+1}}{2} \right) \Delta \bar{t}, & E_i + E_{i+1} < 0, \end{cases}$$

$$\Delta M_{i+1/2}^{(n)} = \begin{cases} j_n \left(n_i, \frac{E_i + E_{i+1}}{2} \right) \Delta \bar{t}, & E_i + E_{i+1} < 0, \\ j_n \left(n_{i+1}, \frac{E_i + E_{i+1}}{2} \right) \Delta \bar{t}, & E_i + E_{i+1} > 0. \end{cases}$$

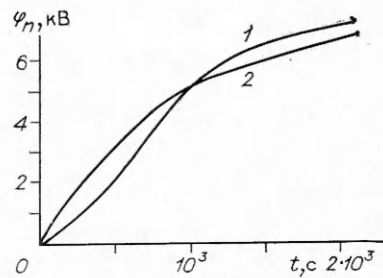
При нахождении ΔM в первом и последнем узлах используются граничные условия на ток, которые обсуждались выше.

На третьем этапе решается методом прогонки уравнение для электрического потенциала, которое следует из (3). На четвертом (последнем) этапе решается кинетическое уравнение для быстрых электронов с электрическим полем (4) методом, изложенным в [12]. Для сокращения объема вычислений четвертый этап реализуется не на каждом временном шаге, а только при изменении напряженности электрического поля на величину, которая может вызвать заметную деформацию потока. Временной шаг $\Delta \bar{t}$ составляет $0,005 \div 0,1$. Контроль за точностью проводимых вычислений осуществляется путем вычисления в каждом узле полного тока, значение которого не должно зависеть от координаты.

Электрофизические параметры диэлектрика находим из сравнения расчетных распределений с экспериментальными. Этим же подтверждаются адекватность модели. Приведем расчеты для двух экспериментальных ситуаций: а) зарядение закороченных образцов из ПММА электронным пучком с энергией 1,3 МэВ и высокой плотностью тока 10^{-6} А/см² [13] (при таких плотностях стационарный режим не достигается из-за электрического пробоя), б) зарядение пленочных образцов из фторопласта Ф4-МБА с открытой поверхностью. В первом случае вследствие большой плотности объемного заряда его электрическое поле оказывает силь-



Р и с. 2



Р и с. 3

ное заметное воздействие на поток замедляющихся электронов и решение уравнения (4) производится многократно. Самым характерным для заряжения образцов потоком большой плотности является сокращение пробега электронов за счет тормозящего действия поля объемного заряда.

На рис. 2 представлено изменение пробега электронов R в ПММА во времени (1 — расчет, 2 — эксперимент [13]). При расчете приняты следующие значения: энергия электронов, ток пучка, толщина образца те же, что в эксперименте, $\alpha = 10^{-15}$ м³/с, $\omega_i = 100$ эВ, $\mu_n^{(0)} = 5 \cdot 10^{-12}$ м²/(В·с), $\mu_p^{(0)} = 0,4\mu_n^{(0)}$, $D_0 = 10^3$ рад/с, $\Delta t = 10^{-3}$. Как видно, моделирование процесса хорошо воспроизводит сокращение пробега.

Экспериментальные исследования электризации пленок Ф4 с открытой поверхностью проведены нами на установке с использованием в качестве источника быстрых электронов электронного микроскопа, а в качестве датчиков — измерителя тока с электрода на тыльной необлучаемой стороне пленки и измерителя электрического поля в зазоре перед образцом, основанного на методе электростатической индукции. Все устройство помещено в вакуумную камеру, откачиваемую до давления 10 мПа. Электрод на необлучаемой стороне образца из алюминия толщиной около 50 нм. Взвешиванием определена массовая толщина пленок $1,8 \cdot 10^{-2}$ г/см². Диаметр образцов 39 мм. Диаметр облучаемого участка (15 мм) много больше толщины пленки, и геометрию облучения можно полагать плоской. Максимальная плотность тока электронов подбиралась такой, чтобы избежать электрического пробоя. Она равнялась $2 \cdot 10^{-9}$ А/см². На рис. 3 приведено сравнение экспериментальной 2 и расчетной 1 зависимостей потенциала передней (облучаемой) поверхности φ_n от времени облучения для электронов с энергией 40 кэВ и плотностью тока $5,6 \cdot 10^{-10}$ А/см². В расчетах приняты $\mu_B^{(0)} = 5 \cdot 10^{-14}$ м²/(В·с), $\mu_N^{(0)} = 1 \cdot 10^{-14}$ м²/(В·с), $\alpha = 10^{-15}$ м³/с, $\omega_i = 100$ эВ, $\Delta t = 0,01$. Обе зависимости имеют вид кривых с насыщением при значении потенциала порядка 8 кВ. Есть небольшие отличия в деталях поведения. Расчеты показали, что определяющим фактором являются эмиссионные свойства поверхности образца, а такие параметры, как энергия образования пары носителей, подвижность носителей, отходят на второй план. Вследствие эмиссии в приповерхностном слое образуется положительный заряд. В расчете учтена зависимость эмиссионного тока от напряженности электрического поля вида $i_{эм} \cong \cong i_0 \exp(\alpha \sqrt{E})$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электреты/Под ред. Г. Сеслера.— М.: Мир, 1982.
2. Электрические явления при облучении полимеров/Тютнев А. П., Ванников А. В., Мингалеев Г. С., Саенко В. С.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Ieda M. Dielectric breakdown process of polymers // IEEE Trans. Electr. Insul.— 1980.— V. EL — 15, N 3.
4. Гусельников В. П., Евдокимов О. Б. Феноменологическая модель накопления объемного заряда в диэлектриках, облучаемых быстрыми электронами // Химия высоких энергий.— 1974.— Т. 8, № 5.
5. Кольчужкин А. М., Учайкин В. В. Введение в теорию прохождений частиц через вещество.— М.: Атомиздат, 1978.

6. Воробьев А. А., Евдокимов О. Б., Гусельников В. Н. Зарядка диэлектриков пучком заряженных частиц // Радиационная физика неметаллических кристаллов. — Киев: Наук. думка, 1970. — Т. 3.
7. Воробьев А. А., Гусельников В. Н., Евдокимов О. Б. Накопление объемного заряда при равномерном облучении диэлектриков быстрыми электронами // Химия высоких энергий. — 1974. — Т. 8, № 5.
8. Евдокимов О. Б., Соловьев Ю. К. К феноменологической модели накопления объемного заряда при высокоэнергетической инжекции электронов в высокоомные материалы // Изв. вузов. Физика. — 1980. — № 5.
9. Сичкарь В. П., Тютнев А. П. Радиационная проводимость полимерных материалов // Обзоры по отдельным производствам химической промышленности. — 1976. — Вып. 7 (97).
10. Архипов В. И., Герасимов Б. П., Кульчицкая И. А. и др. Ланжевеновское приближение в кинетике накопления объемного заряда в диэлектрике. — М., 1985. — (Препр./АН СССР, Ин-т проблем механики; № 63).
11. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. — М.: Наука, 1982.
12. Шевелев Г. Е., Яловец А. П. Применение метода возмущений высших порядков в задаче переноса быстрых электронов в веществе с электрическим полем // Изв. вузов. Физика. — 1978. — № 10.
13. Евдокимов О. Б., Ягушкин Н. И. Взаимодействие электронного пучка с объемным зарядом в диэлектриках // ФТТ. — 1974. — Т. 16. — С. 574.

г. Челябинск

Поступила 7/IX 1989 г.,
в окончательном варианте — 10/X 1989 г.

УДК 533.6.011.72

И. В. Немчинов, А. И. Юрченко

УСИЛЕНИЕ НАПРАВЛЕННОСТИ РАЗЛЕТА ГАЗА ЗА СЧЕТ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ

Точные частные решения уравнений газовой динамики [1, 2], справедливые при специальных начальных данных (движения с линейным распределением скоростей или с однородной деформацией), широко используются для получения качественной информации о характере разлета одно-, двух- и трехмерных газовых объемов в пустоту и количественных оценок [3—5]. На основе решения [2] в [3—5] рассмотрены адиабатические режимы разлета газового эллипсоида в вакуум с различным отношением начальных размеров этого эллипсоида вдоль его осей, в том числе сильно вытянутого (иглообразного) или сильно сжатого (дискообразного). Ускорение вдоль короткой оси больше, чем вдоль длинной, так как выше градиент давления. Величины ускорения вдоль осей становятся сравнимыми, когда размеры облака по всем осям одного порядка. Однако к этому времени достигнутые скорости вдоль короткой оси могут быть гораздо больше, чем вдоль длинной, а запас тепловой энергии в результате адиабатического охлаждения — незначительным, давление будет много ниже, чем начальное, и дальнейший разгон не может изменить соотношения скоростей. Поэтому разлет носит направленный характер, причем отношения размеров эллипсоида в инерционной стадии разлета будут обратными — наибольшая ось станет наименьшей.

Направленность разлета усиливается при переходе к очень длинной игле или к очень тонкому диску (фольге) и с ростом показателя адиабаты γ . Последнее объясняется тем, что чем больше γ , тем быстрее снижаются давление p и внутренняя энергия e единицы массы при уменьшении плотности ρ . Наоборот, как показано в [3], подвод энергии снижает направленность — подогреваемый в процессе разлета эллипсоид округляется.

В последнее время вновь возник интерес к задачам [1—5] разлета газа в пустоту в связи с рядом практических приложений [6—8], в том числе с задачей постепенного разгона испаряющейся фольги интенсивным лазерным излучением, мощным электронным и пучком или импульсом электрического тока. При высоких температурах плазмы существенным фактором становится ее тепловое излучение [9, 10], которое может привести к более быстрому, чем в адиабатическом случае, охлаждению и, следовательно, — к усилению направленности разлета.

Если импульс лазера или иного внешнего источника энергии коротких (длительность мала по сравнению со временем разлета и излучения), то его роль сводится лишь к заданию начальных температур и скоростей, поэтому, не конкретизируя способ нагрева плазмы, можно рассмотреть задачу о разлете ее в вакуум с заданными начальными параметрами.

При разлете тонких фольг, нагреваемых или (и) разгоняемых указанными способами, даже в начальной стадии разогрева и разгона толщина фольги обычно не превышает средней длины пробега испускаемого