

13. Franck G., Schlosser E. Elektronengruppen, ihre Temperaturen und Dichten im difusion- und recombinationsbestimmten H₂-Glimmlicht // Z. Physik.— 1969.— Bd 224.— S. 222.
14. Woolsey G. A., Reynolds R. M. et al. The negative glow and Faraday dark space in near normal neon discharges // Intern. J. Electr.— 1969.— V. 26.— P. 505.
15. Heisen A., Wunderer B. Eine phenomenologische Theorie des negativen glimmlightsanormalen Glimmentladungen unter Berücksichtigung der Volumenrekombination // Z. Physik.— 1969.— Bd 224.— S. 237.
16. Швейгерт В. А., Швейгерт И. В. Катодная область тлеющего разряда в инертных газах // Мощные СО₂-лазеры для плазменных экспериментов и технологии.— Новосибирск, 1986.
17. Чекарев И. В. Тепловые граничные условия для электронов в слабоионизованном газе около каталитической стенки // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, вып. 8.
18. Hagstrum H. D. Theory of Auger ejection of electrons from metals by ions // Phys. Rev.— 1954.— V. 96.— P. 336.
19. Abbot R. C., Berry H. W. Measurement of the angular distribution of electrons ejected from tungsten by helium ions // J. Appl. Phys.— 1959.— V. 30.— P. 871.
20. Weizel W., Rompe R., Schon M. Theorie der kathodischen Entladungsteile einer Niederdruckentladung. II. Das Glimmlicht // Z. Physik.— 1939.— Bd 133.— S. 87.
21. Scherzen O. Theorie der Glimmentladung // Arch. Elektrotechn.— 1939.— Bd 33.— S. 207.
22. Welhelm J., Kind W. Zur Theorie des Glimmlights einer Niederdruckentladung // Beitr. Plasmaphys.— 1965.— Bd 5.— S. 395.
23. Солнцев Г. С., Орлов А. И., Довженко В. А. О механизме установления функции распределения электронов по энергиям в плазме отрицательного тлеющего свечения тлеющего разряда // Радиотехника и радиоэлектроника.— 1970.— Т. 15, вып. 9.
24. Ward A. L. Calculations of cathode-fall characteristics // J. Appl. Phys.— 1962.— V. 83.— P. 2789.
25. Rapp D., Englander-Golden P. Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact. I. Positive ionization // J. Chem. Phys.— 1965.— V. 43.— P. 464.
26. Green A. E. S., Sawada T. Ionization cross sections and secondary electron distribution // J. Atmos. Terr. Phys.— 1972.— V. 34.— P. 1719.
27. Tran Ngoc An, Marode E., Johnson P. C. Monte-Carlo simulation of electron within the cathode fall of a glow discharge in helium // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1977.— V. 10.— P. 2317.
28. Scharfetter D. L., Gummel H. K. Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator // IEEE Trans. on Electr. Dev.— 1969.— V. ED-16, N 1.
29. Gill P., Webb C. E. Electron energy distribution in the negative glow and their relevance to hollow cathode lasers // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1977.— V. 10.— P. 299.
30. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
31. Hugstrum H. D. Electron ejection from Mo by He⁺, He²⁺, He₂⁺ // Phys. Rev.— 1953.— V. 89.— P. 244.
32. Hugstrum H. D. Auger ejection of electrons from molybdenum by noble gas ions // Phys. Rev.— 1956.— V. 104.— P. 672.
33. Takeishi Y. A note on the normal cathode fall in the glow discharges in inert gases // J. Phys. Soc. Japan.— 1958.— V. 13.— P. 767.
34. Warren R. Field measurement in glow discharges with a refined electron beam probe and automatic recording // Phys. Rev.— 1955.— V. 98.— P. 1650.
35. Franck G., Held K., Pfeil H. D. Velocity distribution of plasma electron in the negative H₂- and He-glow with superimposed longitudinal magnetic field // Z. Physik.— 1972.— Bd 256.— S. 73.

Поступила 12/III 1987 г.

УДК 537.529

К АСИМПТОТИЧЕСКОЙ КИНЕТИКЕ ТЕПЛОГО ПРОБОЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Ю. Н. Вершинин, А. С. Плешанов

(Москва)

Тепловой пробой твердых диэлектриков упрощенно включает 3 стадии: 1) разогрев твердой фазы до температуры эффективного фазового перехода T_* ; 2) изотермический переход к проводящей газообразной фазе; 3) течение последней фазы. Полагая электрический потенциал ϕ проводящей фазы постоянным, имеем право считать, что приток энергии за счет джоулевой диссипации реализуется только в первых двух стадиях. Рас-

смаывая малые времена пробоя, можем отвлечься от процессов переноса. Для простоты пренебрегаем свободными зарядами. Закон Ома берем в простейшей форме

$$(1) \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E},$$

где \mathbf{j} — плотность электрического тока; \mathbf{E} — электрическая напряженность; σ — проводимость. Ограничиваясь одномерным случаем, учтем пространственную асимметрию пробоя в рамках сферического описания. Перечисленные упрощения постановки задачи приняты в целях простоты анализа. Основное упрощение — пренебрежение процессами переноса. Именно в этом смысле данное описание является асимптотическим. Остальные упрощения непринципиальны и могут быть сняты в случае необходимости. В конце работы, в частности, кратко обсуждается возможный учет тока смещения.

Итак, задача сводится к системе уравнений энергии и частных уравнений Максвелла, описывающих первые две стадии:

$$(2) \quad \frac{\partial}{\partial t} (\gamma u) = (\mathbf{jE}) = jE;$$

$$(3) \quad \operatorname{div} \mathbf{j} \equiv \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 j) = 0;$$

$$(4) \quad \operatorname{div} \mathbf{D} \equiv \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 D) = 0.$$

Здесь γ — плотность; u — внутренняя энергия; $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ — электрическая индукция (ϵ — диэлектрическая проницаемость); t — время; r — радиус ($R_1 \leq r \leq R_2$). При задании общего тока $I(t)$ используется уравнение (3), при задании внешнего напряжения $U(t)$ — (4). На стыках фаз непрерывны либо j согласно (3), либо D согласно (4). Кроме того, как обычно, предполагается непрерывность T и ϕ .

Рассмотрим сначала более простую ситуацию задания $I(t)$. Общее решение (2), согласно интегралу (3)

$$(5) \quad 2\pi r^2 j = I(t),$$

имеет вид

$$(6) \quad \int_{T_0}^T \sigma d(\gamma u) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^t I^2(t') dt' \frac{1}{r^4} + f(r),$$

где произвольная функция $f(r) = 0$, согласно начальному условию $T(r, 0) = T_0$. В стадии 1 $u = c(T - T_0)$ (c — теплоемкость), и, считая для простоты $\gamma, c = \text{const}$, получим

$$(7) \quad \gamma c \int_{T_0}^T \sigma(T') dT' = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^t I^2(t') dt' \frac{1}{r^4},$$

так что момент t_0 достижения $T(R_1, t)$ значения T_* определяется из (7)

$$\text{при } r = R_1: \gamma c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{t_0} I^2(t') dt' \frac{1}{R_1^4}.$$

При $t > t_0$ внутри диэлектрика пойдет фронт начала фазового перехода, координата которого $\rho_1(t)$ определяется из (7) при $r = \rho_1$:

$$(8) \quad \gamma c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^t I^2(t') dt' \frac{1}{\rho_1^4}.$$

При $R_1 \leq r \leq \rho_1$ имеет место фазовый переход, степень завершенности ко-

того $\xi(r, t)$ ($0 \leq \xi \leq 1$) находим из уравнения

$$(9) \quad \gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' + \sigma(T_*) \lambda \xi \right] = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^t I^2(t') dt' \frac{1}{r^4}$$

(λ — теплота фазового перехода ($u = c(T_* - T_0) + \lambda \xi$)). Момент t_1 завершения фазового перехода ($\xi = 1$) при $r = R_1$ определяется из (9):

$$\gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' + \sigma(T_*) \lambda \right] = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{t_1} I^2(t') dt' \frac{1}{R_1^4}$$

При $t > t_1$ внутрь диэлектрика пойдет фронт конца фазового перехода, координата которого $\rho_2(t)$ получается из (9) при $r = \rho_2$:

$$(10) \quad \gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' + \sigma(T_*) \lambda \right] = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^t I^2(t') dt' \frac{1}{\rho_2^4}$$

Внутри области фазового перехода ($\rho_2 \leq r \leq \rho_1$) $\xi(r, t)$ находим по-прежнему из (9). Момент t_2 выхода начала фазового перехода на внешнюю по-

верхность диэлектрика определяем из (7) при $r = R_2$: $\gamma c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' =$

$= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{t_2} I^2(t') dt' \frac{1}{R_2^4}$. И наконец, момент t_3 выхода конца фазового перехода

на внешнюю поверхность диэлектрика — полное время пробоя — полу-

чаем из (9) при $r = R_2$: $\gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' + \sigma(T_*) \lambda \right] = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{t_3} I^2(t') dt' \frac{1}{R_2^4}$. Не-

трудно видеть, что имеют место неравенства $t_0 < t_{1,2} < t_3$.

Соотношение между t_1 и t_2 определяется величинами $c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' / [\sigma(T_*) \lambda]$

и R_2/R_1 . На рисунке для наглядности приводится диаграмма $r-t$ с кри-

выми $\rho_1(t)$ и $\rho_2(t)$ для $I = \text{const}$, когда $t_1 -$

$-t_0 < t_3 - t_2$, и $c \int_{T_0}^{T_*} \sigma(T') dT' / [\sigma(T_*) \lambda] < 1$, ког-

да $t_0 < t_1 - t_0$. Цифры 1—3 относятся к про-

водящей фазе, области фазового перехода и

диэлектрику.

Обратимся к ситуации задания $U(t)$. Для простоты считаем $\varepsilon = \text{const}$. Интегралы (4) имеют вид

$$(11) \quad E = g_1(t)/\varepsilon r^2, \quad \varphi = g_1(t)/\varepsilon r + g_2(t)$$

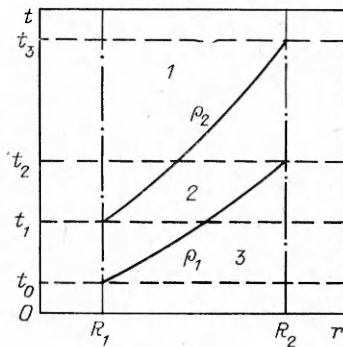
($g_{1,2}$ — произвольные функции). В стадии 1

$$(12) \quad E = \frac{U}{1/R_1 - 1/R_2} \frac{1}{r^2}$$

и интеграл (2)

$$(13) \quad \gamma c \int_{T_0}^T \frac{dT'}{\sigma(T')} = \frac{1}{(1/R_1 - 1/R_2)^2} \int_0^t U^2(t') dt' \frac{1}{r^4} + f(r).$$

Здесь произвольная функция $f(r) = 0$ ввиду начального условия. Момент



t_0 достижения $T(R_1, t)$ значения T_* определяется из (13) при $r = R_1$:

$$\gamma c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} = \frac{1}{(1/R_1 - 1/R_2)^2} \int_0^{t_0} U^2(t') dt' \frac{1}{R_1^4}.$$

При $t > t_0$ координату начала фазового перехода $\rho_1(t)$ находим из (13) при $r = \rho_1$:

$$(14) \quad \gamma c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} = \frac{1}{(1/R_1 - 1/R_2)^2} \int_0^t U^2(t') dt' \frac{1}{\rho_1^4}.$$

При $R_1 \leq r \leq \rho_1$ имеет место фазовый переход, степень завершенности которого $\xi(r, t)$ получим из уравнения

$$(15) \quad \gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \frac{\lambda}{\sigma(T_*)} \xi \right] = \frac{1}{(1/R_1 - 1/R_2)^2} \int_0^t U^2(t') dt' \frac{1}{r^4}.$$

Момент t_1 завершения фазового перехода ($\xi = 1$) при $r = R_1$ определим

$$\text{из (15): } \gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \frac{\lambda}{\sigma(T_*)} \right] = \frac{1}{(1/R_1 - 1/R_2)^2} \int_0^{t_1} U^2(t') dt' \frac{1}{R_1^4}.$$

При $t > t_1$ внутрь диэлектрика пойдет фронт конца фазового перехода, координату которого $\rho_2(t)$ находим следующим образом. Запишем интегралы (4) в форме

$$(16) \quad E = \frac{1}{\epsilon r^2} \sqrt{\frac{dh_1(t)}{dt}}, \quad \varphi = \frac{1}{\epsilon r} \sqrt{\frac{dh_1(t)}{dt}} + h_2(t)$$

($h_{1,2}$ — произвольные функции). Ввиду постоянства потенциала проводящей фазы $U(t)$ приложена к промежутку $\rho_2(t) - R_2$, т. е.

$$(17) \quad U = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{R_2} \right) \sqrt{\frac{dh_1}{dt}}.$$

Интеграл (2) в стадии 1

$$(18) \quad \gamma c \int_{T_0}^T \frac{dT'}{\sigma(T')} = \frac{h_1}{\epsilon^2} \frac{1}{r^4} + f(r),$$

где произвольная функция $f(r)$ вычисляется из условия совпадения (18) с (13) при $t = t_1$, так что

$$(19) \quad h_1(t) = h_1(t_1) + \epsilon^2 \left[\gamma c \int_{T_0}^T \frac{dT'}{\sigma(T')} r^2 - \frac{1}{(1/R_1 - 1/R_2)^2} \int_0^{t_1} U^2(t') dt' \right].$$

Из (17) и (19) при $r = \rho_1$ получим

$$(20) \quad 4 \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{R_2} \right)^2 \rho_1^3 \frac{d\rho_1}{dt} = \frac{U^2}{\gamma c \int_{T_0}^{T_*} dT'/\sigma(T')}.$$

Интеграл (2) в стадии 2

$$(21) \quad \gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \frac{\lambda}{\sigma(T_*)} \xi \right] = \frac{h_1}{\epsilon^2} \frac{1}{r^4} + f(r),$$

где произвольная функция $f(r)$ определяется из условия совпадения (21)

с (15) при $t = t_1$, так что

$$(22) \quad h_1(t) = h_1(t_1) + \varepsilon^2 \left\{ \gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \frac{\lambda}{\sigma(T_*)} \xi \right] r^4 - \frac{1}{(1/R_1 - 1/R_2)^2} \int_0^{t_1} U^2(t') dt' \right\}.$$

Из (17) и (22) при $r = \rho_2$ находим

$$(23) \quad 4 \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{R_2} \right)^2 \rho_2^3 \frac{d\rho_2}{dt} = \frac{U^2}{\gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \lambda/\sigma(T_*) \right]}.$$

Из системы (20), (23) имеем окончательные интегралы

$$(24) \quad \frac{\rho_2^4 - \rho_2^4(t_1)}{\rho_1^4 - \rho_1^4(t_1)} = \frac{c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')}}{c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \lambda/\sigma(T_*)} < 1;$$

$$(25) \quad (1/3) R_2^2 (6x^2 - 8x^3 + 3x^4) \Big|_{x_1}^x = \frac{\int_{t_1}^x U^2(t') dt'}{\gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \lambda/\sigma(T_*) \right]}$$

($\rho_2(t_1) = R_1$, $x = \rho_2/R_2 \leq 1$ и $x_1 = R_1/R_2 < 1$). Момент t_3 пробоя диэлектрика определим из (25) при $\rho_2 = R_2$ ($x = 1$):

$$\frac{1}{3} \frac{1}{R_2^2} (R_2 - R_1)^3 (R_2 + 3R_1) = \frac{\int_{t_1}^{t_3} U^2(t') dt'}{\gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \lambda/\sigma(T_*) \right]}.$$

И наконец, имеем наглядное выражение

$$(26) \quad \gamma \left[c \int_{T_0}^{T_*} \frac{dT'}{\sigma(T')} + \frac{\lambda}{\sigma(T_*)} \right] = \frac{3}{1 + 2x_1} \int_0^{t_3} \left[\frac{U(t')}{R_2 - R_1} \right]^2 dt',$$

которое при $x \rightarrow 1$ переходит в очевидный результат для плоского случая, когда фазовый переход происходит равномерно во всем объеме диэлектрика. Ввиду неравенства $3/(1 + 2x_1) > 1$ из (26) следует, что пространственная асимметрия пробоя понижает его продолжительность.

Учет свободных зарядов приводит к появлению тока смещения, что физически эквивалентно релаксации электрической напряженности к ее равновесному значению. Для твердого диэлектрика в связи с переопределением внутренней энергии общее уравнение энергии при отвлечении от процессов переноса в одномерном сферическом случае имеет вид, аналогичный [1],

$$(27) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left[\gamma u + \left(\frac{\partial T \varepsilon}{\partial T} \right) \frac{E^2}{8\pi} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(j + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t} \right) \Phi \right] = 0$$

или

$$(28) \quad \frac{\partial}{\partial t} (\gamma u) = jE + \left\{ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \frac{E^2}{8\pi} - \frac{\partial}{\partial t} \left[T \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right) \frac{E^2}{8\pi} \right] \right\},$$

что сводится к (2) при $\varepsilon = \text{const}$. Уравнение непрерывности общего

тока [1]:

$$(29) \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(j + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t} \right) \right] = 0,$$

1-й интеграл которого

$$(30) \quad 2\pi r^2 \left(j + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t} \right) = I(t).$$

Система (28), (30) замыкается законом Ома (1) и условием потенциальности $E = -\partial\varphi/\partial r$. Интегрирование этой системы осложняется зависимостью ϵ и σ от T (для твердого тела можно считать $\gamma = \text{const}$). Уравнение (27) отличается от аналогичного соотношения [1] переопределением внутренней энергии и вектора Пойнтинга.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.— Ч. 1.

Поступила 14/IV 1987 г.

УДК 539.196.2 + 539.198

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В ДИАПАЗОНЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ 7—17 эВ

М. Г. Абрамовская, В. П. Басс, О. В. Петров, С. В. Токовой

(Днепропетровск)

Описание столкновительных процессов в разреженных газах требует необходимой информации о потенциалах взаимодействия. В последнее время накоплены теоретические и экспериментальные данные по исследованию короткодействующих межмолекулярных сил. В [1—4] дан обзор современного состояния в этом направлении. Основные результаты получены главным образом из экспериментов по рассеянию высокоэнергетических пучков ($E \sim 1$ кэВ) на малые углы ($\theta \sim 10^{-2}$ рад) либо по измерению ослабления пучка, прошедшего слой рассеивающего газа (газовой мишени). В [1] собраны эмпирические значения параметров степенного и экспоненциального потенциалов для различных атомных и молекулярных газов.

Менее изучена область средних энергий взаимодействия (~ 10 эВ), поскольку в настоящее время еще остается открытым вопрос о создании моноэнергетических нейтральных пучков частиц в диапазоне 1—10 эВ. В последнее время появились задачи, для которых надежные сведения о потенциалах взаимодействия в этом диапазоне энергий являются необходимым фундаментом в получении качественных и количественных результатов. К числу таких задач можно отнести вопросы формирования собственной внешней атмосферы (СВА) летательных аппаратов на больших высотах. Один из основных механизмов массопереноса частиц продуктов загрязнения к чувствительным элементам наружной установки при формировании СВА — возвратные потоки, обусловленные столкновениями этих частиц с частицами набегающего потока.

В данном случае задача сводится к суммированию потоков частиц на соответствующий элемент поверхности dS обтекаемого тела [5] $dN = n_1 n_2 d\sigma g_{21} d\tau dS$ и т. д., где n_1, n_2 — концентрации частиц набегающего потока и продуктов массовыделения с конструкционных поверхностей (в результате десорбции, дегазации, сублимации, испарения и т. д.) в элементе объема физического пространства $d\tau$; $g_{21} = |\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1|$ — относительная скорость сталкивающихся частиц (индекс 1 относится к частицам набегающего потока, а 2 — к частицам массовыделения); $d\sigma$ — дифференциальное сечение рассеяния в телесный угол $d\omega$, под которым виден элемент dS из центра объема $d\tau$.

В случае молекул-упругих сфер дифференциальное сечение рассеяния в системе координат, связанной с dS , может быть представлено в виде

$$(1) \quad d\sigma = \frac{\sigma}{4\pi} \left\{ \pm 2t_k \cos \nu + \frac{1 + t_k^2 \cos 2\nu}{\sqrt{1 - t_k^2 \sin^2 \nu}} \right\} d\omega.$$

Здесь $t_k = \frac{m_k(m_1 + m_2)}{m_1 m_2} \frac{|g_c|}{|g_{21}|}$; σ — полное сечение рассеяния для молекул-шаров; ν — угол между вектором скорости частицы после столкновения, движущейся в направлении dS , и вектором скорости центра масс $g_c = (\mathbf{v}_2 + \mu \mathbf{v}_1)/(1 + \mu)$; $\mu = m_1/m_2$ — отношение масс частиц разных классов; $k = 1, 2$.

Таким образом, возвратные потоки к контролируемым поверхностям находятся в прямой зависимости от полного сечения рассеяния σ .