

с наносекундной стабильностью срабатывания, благодаря чему осуществляется многоканальный режим их работы, способствующий уменьшению времени коммутации, снижению эрозии электродов (увеличению срока службы разрядников) и повышению КПД схемы.

Поступила 3 XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Martin J. C.— In: Nanosecond Pulse Techniques. Aldermaston. Berks, 1970.
2. Ковальчук Б. М., Поталицын Ю. Ф. Коммутаторы генераторов релятивистских электронных пучков.— В кн.: Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск, «Наука», 1976.
3. Смирнов В. П. Получение сильноточных пучков электронов.— ПТЭ, 1977, № 2, с. 7—31.
4. Bernstein B., Smith I. «Aurora». An electron accelerator.— «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1973, vol. NS-20, N 3, p. 294—300.
5. Fraizer G. B. «OWL — II» pulsed electron beam generator.— «J. Vac. Sci. Technol.», 1975, vol. 12, N 6, p. 1183.
6. Бабинцев В. С., Коротков М. Г., Муратов В. М., Ушаков В. Я. Установка для исследования разрядников с водяной изоляцией на 1 МВ.— В кн.: Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск, «Наука», 1976.
7. Ushakov W. J., Muratov W. M., Korotkov M. G. Triggereinrichtung mit flussigen Dielektrikum für Impulsschaltungen hoher Leistung.— In: XIX Intern. Wissenschaft. Kolloq., Ilmenau. 1974. N. 5, S. 25—30.
8. Martin J. C.— In: Multichannel Gaps. SSWA (ICM), 703/27, AWRE, Aldermaston, 1970.

УДК 535.343

К РАСЧЕТУ КИНЕТИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНОГО СВЕТОВОГО ПОТОКА В ПРОЗРАЧНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ С ПРИМЕСЯМИ

Ю. И. Лысков

(Ворошиловград)

Вопросу взаимодействия мощного оптического излучения с прозрачными диэлектриками в допробойном или пробойном режимах посвящено большое число работ. Однако механизм разрушения материала еще не выяснен окончательно, о чем свидетельствуют все новые и новые публикации по данной теме. Попытки объяснить разрушение как результат развития электронной лавины [1] дают значения пороговых мощностей на порядки выше, чем в эксперименте [2]. В связи с этим в последние годы акцент при обсуждении механизма пробоя делается на идею о поглощающих микропримесях инородных частиц или неоднородностях среды, имеющих настолько малые размеры, что наличие их и концентрацию трудно контролировать. Поглощая оптическое излучение, микропримесь (неоднородность) нагревается и разогревает прилегающие к ней участки среды, которые при этом начинают поглощать свет значительно интенсивней, чем это было вначале [3]. В результате в среде начинается процесс роста поглощения, который завершается пробоем или разрушением материала вокруг неоднородности. В работах [4, 5] отмечается, что важную роль при таком пути разрушения материала могут играть термоупругие напряжения среды, что, однако, не учтено в подходе [3]. В [4, 5] предполагается, что основное влияние

термоупругих напряжений сводится к появлению микротрещин в среде. Однако термоупругие напряжения могут приводить и к еще одному эффекту — сужению запрещенной зоны среды и увеличению (совместно с аналогичным действием роста температуры) коэффициента поглощения излучения средой.

В данной работе проведен расчет кинетики взаимодействия оптического излучения с диэлектрической средой, содержащей примесь сферических металлических частиц, и показано, что термоупругие напряжения вносят существенный вклад в увеличение поглощения света средой вокруг частиц.

1. Постановка задачи. Уравнение теплопроводности. Задачу сформулируем следующим образом. От плоской поверхности в полубесконечном слое диэлектрика (типа плавленого кварца) нормально распространяется поток оптического (лазерного) излучения начальной интенсивности I_0 . Распространение потока в среде начинается с момента $t = 0$ и происходит вдоль оси x . Диэлектрик является прозрачным для данного излучения, но содержит примесь металлических (платиновых) частиц, которые сильно поглощают, разогреваясь при этом. Частицы имеют форму сфер радиуса R и концентрация их такова, что после разогрева за рассмотренные промежутки времени прогретые и сжатые зоны вещества вокруг частиц еще не перекрываются, однако вклад в поглощение частицами и прогретыми (сжатыми) участками оказывается основным. Ниже для большинства физических параметров задачи будут использованы значения, приведенные в [5] для случая лазерного излучения в стеклах с вкраплениями платины. Концентрация вкраплений у нас значительно выше, чем в [5]. Это сделано для того, чтобы более наглядно показать, как может влиять рассмотренный механизм поглощения на пространственно-временной профиль интенсивности светового потока.

Размер частиц предполагаем малым ($R \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м), а зону среды вокруг частиц, в которой возникающее дополнительное поглощение заметно, гораздо больше R . Это позволяет пренебречь влиянием «тени» за частицей и при расчете теплопроводностной и упругой частей задачи для каждой из частиц предполагать сферически-симметричное распределение поглощения света средой.

С учетом сказанного уравнение теплопроводности, описывающее нагрев среды вокруг частиц за счет теплоотвода от частиц, а также поглощения самой средой, может быть записано в виде

$$(1.1) \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + bI(x, t),$$

где ρ — плотность среды; c — теплоемкость; κ — теплопроводность; $b = b_0 e^{-E/kT}$; $2E = E_1$ — ширина запрещенной зоны (см. [3]). Коэффициент поглощения света средой в приведенной форме позволяет явно учесть влияние нагрева среды и возникающих в ней напряжений. Условия применимости такой записи b даны ниже.

Ширина запрещенной зоны является функцией давления. Основываясь на имеющихся в литературе данных (см., например, [6]) о характере зависимостей ширины щели от давления, для рассматриваемого промежутка времени можно предполагать линейную зависимость E от напряжений $E = E_0 + \beta \sigma_{rr}$, где σ_{rr} — радиальная составляющая тензора упругих напряжений [7], возникающих при нагреве, а $\beta \approx 0,001 kT_0/p_0$ (p_0 , T_0 — начальные значения давления и температуры).

Граничное условие к уравнению (1.1) имеет вид

$$(1.2) \quad \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_1 c_1 \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{r=R} = \pi R^2 \alpha_0 I + \kappa \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} 4\pi R^2,$$

где ρ_1 — плотность частицы; c_1 — ее теплоемкость; α_0 — коэффициент поглощения металлической поверхности; (1.2) связывает поглощенную частицей энергию с нагревом частицы и теплоотводом в среду. При расчетах использовались значения $\rho = 3 \cdot 10^3$ кг/м³, $c = 1,3 \cdot 10^3$ Дж/кг·К, $\kappa = 1,3$ Вт/м·К, $\rho_1 = 2 \cdot 10^4$ кг/м³, $c_1 = 1,3 \cdot 10^2$ Дж/кг·К, $I_0 = 2 \cdot 10^{11}$ Вт/м², взятые из [5]. Кроме того, $\alpha_0 = 0,3$, $T_0 = 300$ К, $p_0 = 10^5$ Н/м². Для E_0 принято $E_0 = 60 kT_0$, реальное для сред данного типа.

2. Термоупругие напряжения. Напряжения, возникающие в среде и частице, будем искать, исходя из предположения о малости времени установления поля напряжений по сравнению с характерными временами изменения поля температур. Скорость изменения поля температур будет определяться временным поведением интенсивности излучения, поскольку механизм теплопроводности является более медленным. Предполагая, как и в [5], длительность импульса равной $3 \cdot 10^{-8}$ с, считаем, что наибольшая скорость его изменения характеризуется временами порядка $\tau_1 \sim 10^{-9}$ с. Упругие напряжения будут передаваться в среде со скоростью звука $3 \cdot 10^3$ м/с. Взяв отношение размера частицы $5 \cdot 10^{-7}$ м к скорости звука, получим время, характеризующее скорость изменения поля напряжений, $\tau_2 \sim 10^{-10}$ с. Таким образом, с достаточной для выяснения качественной картины точностью получаем $\tau_1 \gg \tau_2$. Это позволяет искать распределение термоупругих напряжений, исходя из квазистационарности распределения температуры. В такой постановке задача термоупругости имеет аналитическое решение [7]. Действительно, уравнение для смещения точек вещества $u(r)$ имеет вид [7]

$$(2.1) \quad \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 u)}{\partial r} \right) = \alpha \frac{1 + \sigma}{3(1 - \sigma)} \frac{\partial T}{\partial r},$$

где α — коэффициент объемного расширения; σ — коэффициент Пуассона. Решение (2.1) при известном $T(r)$ не представляет труда. С другой стороны, через $u(r)$ можно выразить тензор упругих напряжений

$$(2.2) \quad \sigma_{rr} = \frac{E}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)} \left[(1 - \sigma) \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\sigma u}{r} - \frac{\alpha}{3} (1 + \sigma) (T - T_0) \right].$$

Следует отметить, что при значительном разогреве необходимо учитывать температурную зависимость E , σ , α . В просчитанном ниже варианте задачи изменение температуры сравнительно невелико и учет зависимости E , σ , α от T привел бы лишь к малым поправкам, а потому не проводился. Используя предположение о бесконечно высокой теплопроводности материала частицы, решая (2.1) для частицы и среды, сшивая эти два решения (условия сшивки — равенство смещений и напряжений на границе, условия на бесконечности — равенство начальным значениям тех же величин) и используя (2.2), находим

$$(2.3) \quad p_2 = 2 \left[\frac{\alpha_1 (T(R) - T_0)}{3} - \frac{\alpha_2}{r_{10}^3} \int_{r_1}^{r_{10}} (T(r_1) - T_0) r_1^2 dr_1 \right] \left[\frac{2(1 - 2\sigma_1)}{E_1} + \frac{(1 + \sigma_2)}{E_2} \right]^{-1},$$

$$u_2(R) = u_1(R) = \left[\frac{\alpha_1 (T(R) - T_0)}{3} - \frac{p_2 (1 - 2\sigma_1)}{E_1} \right],$$

$$\sigma_{rr}^1 = \frac{E_2}{(1 + \sigma_2)(1 - 2\sigma_2)} \left[(1 - \sigma_2) \left(-\frac{2u_2(R)}{r_1^3} + 2u_2(R) \frac{(1 - 2\sigma_2)}{(1 - \sigma_2)} - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& - p_2 \frac{(1 + \sigma_2)(1 - 2\sigma_2)}{(1 - \sigma_2)E_2} - \frac{2}{r_1^3} \int_1^{r_1} \left[2u_2(R) \frac{(1 - 2\sigma_2)}{(1 - \sigma_2)} + \alpha_2 \frac{(1 + \sigma_2)}{3(1 - \sigma_2)} (T(r_1) - T_0) - \right. \\
& \left. - p_2 \frac{(1 + \sigma_2)(1 - 2\sigma_2)}{E_2(1 - \sigma_2)} \right] r_1^2 dr_1 + \frac{2\sigma_2}{r_1} \left(\frac{u_2(R)}{r_1^2} + \frac{1}{r_1} \int_1^{r_1} \left[2u_2(R) \times \right. \right. \\
& \left. \left. \times \frac{(1 - 2\sigma_2)}{(1 - \sigma_2)} + \alpha_2 \frac{(1 + \sigma_2)}{3(1 - \sigma_2)} (T(r) - T_0) - p_2 \frac{(1 + \sigma_2)(1 - 2\sigma_2)}{(1 - \sigma_2)E_2} \right] r_1^2 dr_1 \right),
\end{aligned}$$

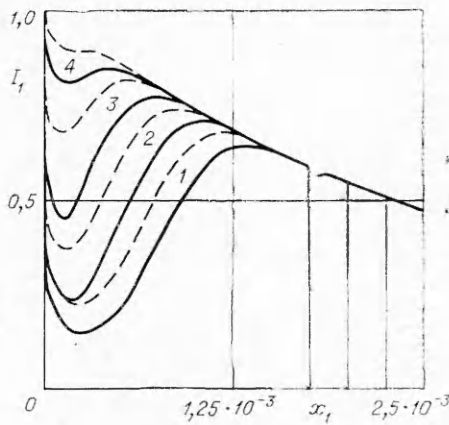
где $r_1 = r/R$; $\sigma_{rr}^1 = \sigma_{rr}/p_0$, а также введены безразмерные величины $E_{1,2} = E/p_0$, $u_{1,2} = u/R$, причем индекс 1 относится к частице; а индекс 2 — к среде, r_{10} выбирается из того соображения, что объем вокруг всех частиц должен соответствовать полному объему материала. Поскольку величины T и σ_{rr} убывают относительно быстро и основной вклад в поглощение дает зона вещества вокруг частиц с радиусом порядка $5R$ (как показывает расчет), величину r_{10} можно выбрать близкой к $5R$. Соотношения (2.3) полностью определяют поле термоупругих напряжений в случае, когда известно поведение $T(r)$. При расчетах принималось $E_1 = 1,47 \cdot 10^6$, $E_2 = 7 \cdot 10^5$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 0,008/T_0$, $\sigma_1 = 0,39$, $\sigma_2 = 0,22$ (см. [5]).

3. Уравнение кинетики распространения света. При записи уравнения кинетики распространения света будем предполагать, что частицы имеют одинаковый радиус и распределены однородно по материалу, а световой поток имеет сравнительно малую поперечную ширину, так что свет, рассеянный частицей, в дальнейшем покидает рассматриваемую зону и теряется. В реализующихся на практике случаях необходимо учитывать разброс частиц по размерам. Учет производится введением соответствующей функции распределения и усреднением по этому распределению всех вычисляемых величин. В [3] отмечалось, что при таком усреднении основную роль играют частицы с большими R , так как именно они быстрее всего приводят к разогреву среды. Таким образом, нашему случаю соответствует достаточно узкое распределение частиц по размерам с круто обрывающимся со стороны больших R краем. Распределение такой формы будет получаться на практике в случае, когда есть возможность «отфильтровать» все примесные частицы с размером, превышающим некоторый заданный.

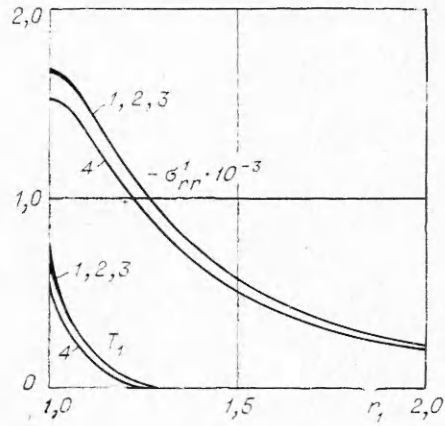
Поглощение средой определяется коэффициентом $b = b_0 e^{-E/kT}$. Выражение для b записано в равновесном виде. Такая запись справедлива для систем, в которых процессы электронно-дырочной релаксации происходят за времена, меньшие 10^{-8} с (рассмотренный здесь интервал времени). Можно предполагать, что релаксация заселенностей в рассматриваемых областях среды будет ускоряться наличием металлической поверхности частицы, поскольку длина диффузии электронов и дырок в средах данного типа может заметно превышать размеры зоны $5R \approx 3 \cdot 10^{-6}$ м. Последнее обстоятельство должно несколько смягчить приведенное выше условие. Для нахождения b_0 использовалось значение $b_0 e^{-E_0/kT_0} = 0,25 \text{ м}^{-1}$ [5]. С учетом поглощения средой и поверхностью частиц получаем

$$(3.1) \quad \frac{\partial I}{\partial t} + c_0 \frac{\partial I}{\partial x} = - N \pi R^2 c_0 \left(1 + \int_1^{r_{10}} 4b_0 R e^{-E/kT} r_1^2 dr_1 \right) I$$

с граничным условием $I(t, x = 0) = I_0$ и начальным $I(t = 0, x) = 0$. Для концентрации частиц принималось значение $N = 10^9 \text{ м}^{-3}$. В (3.1) в скоб-



Фиг. 1



Фиг. 2

как справа стоит 1 вместо α_0 , что учитывает полную потерю рассеянного частицей света.

Уравнение (3.1) не вполне корректно. Интегрирование производится по сферам радиуса r_{10} , которыми нельзя перекрыть весь объем вещества. Поэтому применялся следующий метод расчета. Величина r_{10} выбиралась так, чтобы внутри зоны радиуса r_{10} находился основной участок изменения $T(r)$ и $\sigma_{rr}(r)$, порождаемого разогревом частицы. В расчетах выбирались $r_{10} = 7R$, причем значение $\sigma_{rr}(r)$ падало на этом интервале в 10^3 раз, а температура практически выходила на значение T_0 . Поскольку разогрев неучтенной областью r_{10} части среды пренебрежимо мал, для нее принималось $b = b_0 e^{-E_0/kT_0}$. Умножая эту величину на отношение разности первоначального объема и объема сфер радиуса r_{10} к первоначальному объему, получим эффективный коэффициент поглощения вещества, который следует ввести в (3.1) — $b_0 e^{-E_0/kT_0} \left(1 - \frac{4\pi}{3} r_{10}^3 N\right)$.

Уравнение (3.1) при этом переходит в уравнение

$$(3.2) \quad \frac{\partial I}{\partial t} + c_0 \frac{\partial I}{\partial x} = -N\pi R^2 c_0 \left(1 + \int_1^{r_{10}} 4b_0 R e^{-E/kT} r_1^2 dr_1\right) I - c_0 b e^{-E_0/kT_0} \left(1 - \frac{4\pi}{3} r_{10}^3 N\right) I,$$

совместно с (2.3), (1.1), (1.2) представляющее замкнутую систему, которая решалась численно.

4. Результаты расчета. Обсуждение. Результаты численного решения уравнений (3.2), (2.3), (1.1), (1.2) представлены на фиг. 1, 2 ($I = 10^{-8}$, $2 = 9 \cdot 10^{-9}$, $3 = 8 \cdot 10^{-9}$, $4 = 7 \cdot 10^{-9}$ с). На фиг. 1 показана зависимость нормированной на начальное значение интенсивности $I_1 = I/I_0$ от безразмерной координаты $x_1 = x/c_0\tau$, где $\tau = 1/(\pi N R^2 c_0) \approx 4 \cdot 10^{-6}$ с. Сплошные линии соответствуют зависимостям, полученным с учетом увеличения поглощения средой как из-за нагрева, так и из-за возникающих напряжений. Штриховые линии соответствуют учету только нагрева среды. Расчет проведен до значения времени $t = 10^{-8}$ с. Видно, что за это время успевает проявиться сильное дополнительное поглощение участками вокруг частиц, приводящее к немонотонному поведению интен-

сивности и сильному ее спаду по истечении времени $\sim 10^{-8}$ с после прихода света в данную точку. Получающийся спад интенсивности соответствует «волне потемнения» [8] и ранее вычислялся в рамках более простой качественной модели [9].

Таким образом, передний участок светового потока испытывает в основном поглощение ненагретой средой и лишь малая доля поглощения приходится на частицы. Но эта малая доля, в конце концов, приводит к разогреву частиц, а затем и прилегающей к частицам части среды, возникновению значительных термоупругих напряжений и росту поглощения самой средой. Вокруг частиц разрастается сильно поглощающая зона, процессы в среде перестают быть линейными, формируется спад интенсивности. Поглощение начинает определяться нагретыми и сжатыми зонами среды вокруг частиц. Сопоставление сплошных и штриховых линий фиг. 1 позволяет выявить влияние термоупругих напряжений на рост поглощения в сравнении с аналогичным действием температуры. Вклад термоупругих напряжений оказывается существенным.

Фиг. 2 помогает понять, почему это происходит. На фиг. 2 изображено поведение величин $T_1 = T/T_0 - 1$ и $-\sigma_{rr}^1$ как функций $r_1 = r/R$ в точке $x_1 = 2,5 \cdot 10^{-4}$. Наиболее примечательным является то обстоятельство, что спад температуры происходит быстрее, чем спад термоупругих напряжений. Из фиг. 2 видно, что зона сжатия вокруг частиц оказывается гораздо шире, чем зона разогрева. Это обстоятельство и приводит к тому, что, несмотря на функционально более слабую зависимость коэффициента поглощения среды от напряжений по сравнению с зависимостью от температуры, область вклада термоупругих напряжений существенно шире области действия температурных факторов. Последнее выражается в повышении роли термоупругости и необходимости ее учета при определении условий возникновения разрушения материала.

Поступила 12 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Меднис П. М., Файн В. М. Возбуждение лавинной ионизации в прозрачных диэлектриках сильным переменным электромагнитным полем.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 2.
2. Действие лазерного излучения. М., «Мир», 1968.
3. Алешин И. В., Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Комолов Е. Л. Оптический пробой прозрачных сред, содержащих микронеоднородности.— ЖЭТФ, т. 70, № 4.
4. Hopper R. W., Uhlmann D. R. Mechanism of inclusion damage in laser glasses.— «J. Appl. Phys.», 1970, vol. 41, N 10.
5. Bennett H. S. Absorption centres in laser materials.— «J. Appl. Phys.», 1971, vol. 42, N 2.
6. Welber B., Cardona M., Kim C. K., Rodriguez S. Dependence of the direct gap of Ga As on hydrostatic pressure.— «Phys. Rev. B. Solid State», 1975, vol. 12, N 12.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., «Наука», 1965.
8. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Либенсон М. Н., Саладинов В. С., Шандыбина Г. Д., Яковлев Е. Б. Волны просветления и потемнения в кремнии, иницируемые излучением неодимового ОКГ.— ЖЭТФ, 1977, т. 47, № 3.
9. Лысиков Ю. И., Шамсутдинов И. А. Об аномальном поведении интенсивности светового потока в среде с двумя типами поглощения.— ПМТФ, 1976, № 4.