

На рис. 2 показана эволюция частного цикла ПП со временем при фиксированной температуре T_1 после отжига сегнетокерамики при температуре выше T_c . Хорошо видно, как с течением времени сигарообразная петля постепенно превращается в двойную ПП. Рис. 3 иллюстрирует тот факт, что при выдержке при постоянных температуре и поле $E_{\pm} < E_c$ в течение 20 ч двойная петля становится асимметричной, а место перетяжки соответствует точно той величине поля E_{\pm} , при которой выдерживался образец

Таким образом, нами обнаружен новый эффект памяти величины и знака поля E_{\pm} , длительно воздействовавшего на образец ЦТСЛ в квазисегнетофазе. Объяснение данного эффекта удовлетворительно укладывается в рамках предположения о возможности возникновения в данной области модулированной фазы.

Авторы выражают благодарность М. Я. Дамбекалне за предоставленные образцы сегнетокерамики.

Литература

- [1] *Jamet J. P., Lederer P.* *Ferroelectrics Lett.*, 1984, т. 1, N 5—6, p. 139—142.
- [2] *Vlox O. G., Каминский Б. В., Китых А. В.* и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 11, с. 3436—3439.
- [3] *Леманов В. В., Бржезина Б., Есаян С. X., Караев А.* ФТТ, 1984, т. 26, № 5, с. 1331—1333.
- [4] *Carl K., Geissen K.* *Proc. IEEE*, 1973, v. 61, N 7, p. 967—974.
- [5] *Shilnikov A. V., Burkhanov A. I., Dontsova L. I., Nadolinskaja E. G.* *Ferroelectrics*, 1986, v. 69, N 1—2, p. 111—115.
- [6] *Шильников А. В.* Автореф. канд. дис. Воронеж. 1972. 16 с.
- [7] *Keve E. T., Annis A. D.* *Ferroelectrics*, 1973, v. 5, N 1—2, p. 77—89.

Волгоградский
инженерно-строительный институт

Поступило в Редакцию
25 октября 1986 г.

УДК 537.521.7

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ДИЭЛЕКТРИКА НА ФРОНТЕ ИМПУЛЬСА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ЕГО АМПЛИТУДЫ

А. М. Бонч-Бруевич, В. Н. Смирнов

Воздействие на среду импульсов лазерного излучения с пиковой плотностью мощности q_0 , превышающей пороговую для развития оптического пробоя q^* , сопровождается образованием плазмы, практически полностью поглощающей лазерное излучение с момента ее инициирования [1]. Искажение формы импульса излучения, прошедшего через плазму, наблюдалось в ходе исследований пробоя в газах [2], в объеме и на поверхности прозрачных диэлектриков [3—7] и на поверхности металла [8]. При этом неоднократно отмечалось удобство использования этого явления для фиксирования момента инициирования плазмы. В [6, 9] описан метод измерения порога оптического пробоя, основанный на регистрации величины пиковой плотности мощности импульса излучения, прошедшего через плазму. $q_{п}$ при использовании импульсов воздействующего на образец излучения с q_0 , в несколько раз превосходящей q^* . Этот метод действительно удобен в ситуациях, когда развитие пробоя определяется лишь величиной q , что характерно для собственного пробоя. Однако это условие должно нарушаться в случае пробоя, инициируемого нагревом поглощающих неоднородностей (ПН), или если для развития пробоя необходимо испарение с поверхности мишени поглощающего слоя [10].

В настоящей работе проведено сопоставление результатов измерений порогов оптического пробоя на поверхности и в объеме NaCl и KCl, выполненных в последнее время широко используемым методом [11] q_n^* и методом, описанным в [6, 9], $q_{п}^*$. Полученные экспериментальные данные показывают, что при $q_0 > q_n^*$ и дальнейшем нарастании q_0 наблюдается рост $q_{п}^*$. В связи с этим в условиях, когда пробой обусловлен нагревом ПН, метод измерения порога, основанный на регистрации $q_{п}$, представляется непригодным. В то же время экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами анализа, выполненного на основе представлений, развитых в [12]. Показано, что следующий из проведенного анализа рост $q_{п}$ может ослабляться влиянием на измеряемую величину порога его размерной зависимости, особенно сильно выраженной в области малых значений размеров облучаемого пятна.

В экспериментах использовался CO_2 лазер с поперечным разрядом, характеристики импульсов излучения которого описаны в [12]. Излучение лазера, ослаблявшееся калиброванными фильтрами, фокусировалось на поверхность или в объем образца. В качестве образцов использовались полированные плоскопараллельные пластины и кристаллы размером $80 \times 40 \times 20$ мм, выколотые из булы (для измерений в объеме). Уровни мощности излучения, падающего на образец и прошедшего через него, контролировались приемниками на увлечении с выходом на двухлучевой осциллограф. Для фокусировки излучения использовались линзы с различными фокусными расстояниями, позволявшие менять диаметр облучаемой области почти на порядок.

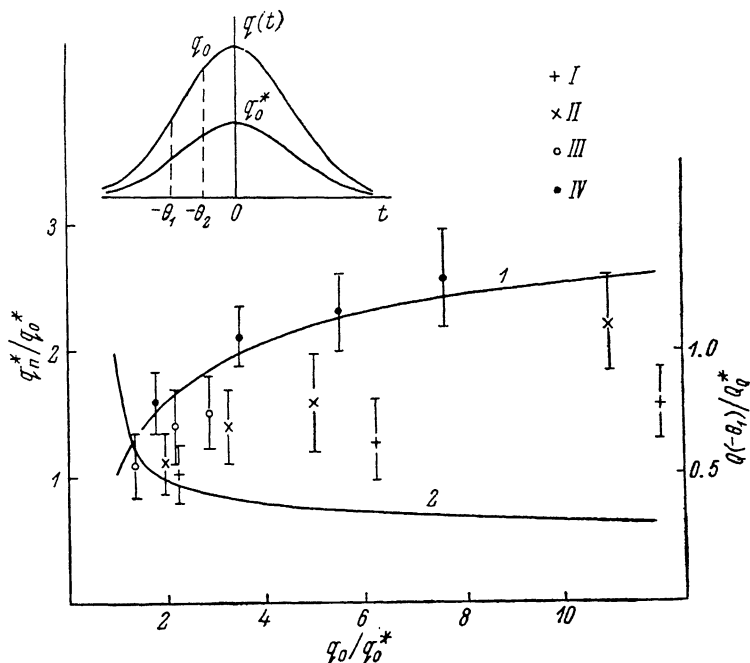


Рис. 1. Зависимости q_n^*/q_0^* (1, I—IV) и $Q(-\theta_1)/Q_0^*$ (2) от q_0/q_0^* при оптическом пробое вблизи поверхности NaCl .

Кривые — расчет; точки — эксперимент при $d = 0.14$ мм и $q_0^* = 160 \pm 20$ МВт/см² (I), 0.28 мм 100 ± 20 (II) 0.56 и 70 ± 10 (III), 0.56 (на поверхность образца нанесены частицы SiO_2) и 40 ± 10 (IV). Вверху — импульсы с амплитудами q_0^* и $q_0 > q_0^*$.

Пороги оптического пробоя измерялись двумя методами. Первый из них [11] предполагал проведение серии измерений (~ 30) с различной величиной q_0 при облучении образца каждый раз в новом месте. За порог принималась величина

$$q_0^* = \frac{1}{2} [q_{\max(-)} + q_{\min(+)}] \pm \frac{1}{2} |q_{\max(-)} - q_{\min(+)}|,$$

где $q_{\max(-)}$ — максимальное значение q_0 , при котором плазма (разрушение) не наблюдалась; $q_{\min(+)}$ — минимальное значение q_0 , при котором плазма (разрушение) появлялась. При использовании второго метода [6, 9] калиброванным приемником регистрировалась пиковая мощность излучения, прошедшего образец и плазму пробоя, а за порог q_n^* принималось среднее из пяти значений q_n при одном и том же уровне q_0 , вызывавшем образование плазмы.

Результаты измерений порогов пробоя на поверхности NaCl приведены на рис. 1, где показаны зависимости q_n^*/q_0^* от q_0/q_0^* для трех значений диаметра облучаемой области d (0.14, 0.28, 0.56 мм). Видно, что для всех d с ростом q_0/q_0^* экспериментальные точки все дальше отклоняются от уровня $q_n^*/q_0^* = 1$, которому они все должны соответствовать согласно [6, 9], причем тем значительнее, чем больше d .

Полученные результаты могут быть объяснены на основе сказанного в [12] об условиях развития оптического пробоя у поверхности твердого тела. В соответствии с [12]: 1) плотность энергии, поглощенной опасными ПН к моменту иницирования пробоя, должна превышать уровень Q_0^* , достаточный для появления у поверхности тела необходимой концентрации паров или затравочных электронов; 2) плотность мощности излучения должна превышать уровень $q_{\text{пр}}^*$, при котором наличие у поверхности паров или электронов приводит к развитию пробоя.

Рассмотрим воздействие на поверхность тела импульса излучения (рис. 1) гауссовой формы

$$q(t) = q_0 \exp(-t^2/2\tau^2).$$

Тогда плотность энергии в момент времени $t = -\theta$ равна

$$Q(-\theta) = \int_{-\infty}^{-\theta} q(t) dt = \sqrt{\pi/2} q_0 \tau [1 - \Phi(\theta/\tau)].$$

В соответствии со сказанным выше при пробое под действием импульса с $q_0 = q_0^* > q_{пр}^*$ для Q в момент времени $t = 0$ можно написать

$$Q(0) = \sqrt{\pi/2} q_0^* \tau \geq Q_0^*.$$

Наблюдавшееся снижение q_0^* при нанесении на поверхность образца сильнопоглощающих частиц [¹³], по-видимому, означает, что в условиях проводимых экспериментов второе условие выполняется раньше первого и пробой развивается, когда $Q(0) = Q_0^*$. В случае импульсов с $q_0 > q_0^*$ введем в рассмотрение два момента времени $t = -\theta_1$ и $t = -\theta_2$. Значение θ_1 определим из условия $q(-\theta_1) = q_0^*$, а θ_2 из условия $Q(-\theta_2) = Q_0^* = \sqrt{\pi/2} q_0^* \tau$. Далее, определив $Q(-\theta_1)$ и сравнивая $Q(-\theta_1)$ в импульсе с $q_0 > q_0^*$ и $Q(0) = Q_0^*$ в импульсе с $q_0 = q_0^*$, найдем зависимость (рис. 1)

$$Q(-\theta)/Q_0^* = (q_0/q_0^*) \{1 - \Phi[\sqrt{2} \ln(q_0/q_0^*)]\}.$$

Ход ее означает, что к моменту выполнения второго условия первая при $q > q_0^*$ остается еще не выполненным, причем тем более явно, чем больше q_0/q_0^* .

Величина θ_2 может быть найдена из уравнения

$$q_0 [1 - \Phi(\theta_2/\tau)] = q_0^*.$$

Поскольку при $q_0 \geq q_0^*$ в момент времени $t = -\theta_2$ оба условия развития пробоя оказываются выполненными, то естественно считать $q(-\theta_2)$ пороговой плотностью мощности, т. е. $q(-\theta_2) = q_{пр}^*$. В связи с этим в момент времени $-\theta_2$ должна инициироваться плазма, обрезаящая хвост импульса. Зависимость $q_{пр}^*/q_0^*$ от q_0/q_0^* приведена на рис. 1. Сопоставление экспериментальных данных с расчетными указывает на их удовлетворительное согласие лишь при $d = 0.56$ мм. Этот результат может быть связан с влиянием на результаты измерений размерной зависимости порога пробоя. Действительно, проведение измерений при больших q_0 сопряжено с увеличением размеров области, в пределах которой выполняются пороговые условия для опасных ПН, и с ростом вероятности попадания в нее ПН.

Для проверки этого предположения были проведены измерения q_0^* и $q_{пр}^*$ после нанесения на поверхность образца сильнопоглощающих частиц SiO_2 размерами ~ 3 мкм, что привело к существенному снижению q_0^* и $q_{пр}^*$. Полученные в этих измерениях экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетной зависимостью $q_{пр}^*/q_0^*$. Таким образом, использование второго метода [⁶, ⁹] и других методов [⁷] измерения порога пробоя, основанных на измерениях при $q_0 > q_0^*$, должно давать значения порогов, заметно превосходящие q_0^* . Исключения могут быть связаны с влиянием размерной зависимости порога пробоя.

Развитые представления, по-видимому, должны быть справедливы и при пробое в объеме прозрачного диэлектрика, инициируемом ПН. Для проверки сказанного были проведены исследования пробоя в NaCl и KCl при $d = 0.07, 0.14$ и 0.28 мм. В отличие от наблюдавшегося на поверхности (где инициирование плазмы приводило к существенному искажению формы импульса прошедшего через нее излучения) появление вспышки плазмы в объеме и образование видимых невооруженным глазом трещин не сопровождалось резкой отсечкой хвоста импульса. С ростом q_0 величина искажений импульса нарастала медленно (особенно при $d = 0.28$ мм). В связи с этим не ясно, какие параметры плазмы или размеры разрушения следует считать соответствующими q_0^* . Поэтому q_0^* не определялась. Вместо этого исследовались зависимости $q_{пр}$ (q_0). Длины трещок и размеры очагов разрушения, образующихся в пределах каустики линзы, зависели от концентрации и сечения поглощения ПН, d и мощности излучения. В одном из образцов KCl при $d = 0.28$ мм и $q \sim 1500$ МВт/см² длина трещок достигала 6 см, а размеры крупных очагов в средней области трещки 3—5 мм. В образцах NaCl с более

¹ Важно, что в большинстве случаев по крайней мере передний фронт импульса может быть описан указанной функцией.

низкими концентрациями ПН при $d=0.07$ мм и $q \geq 2000$ МВт/см² размер крупных очагов растрескивания составлял 5—6 мм, а длина трека не превышала 10¹ мм. Зависимости $q_{п}$ (q_0) для одного из образцов КС1 при $d=0.07, 0.14$ и 0.28 мм показаны на рис. 2. Видно, что линейные участки $q_{п}$ (q_0) сменяются сублинейными. При этом образование отдельных микро-разрушений и даже их цепочек не приводило к отклонениям зависимостей $q_{п}$ (q_0) от линейных. Как следует из рис. 2, при $d=0.28$ мм $q_{п}$ (q_0) линейна вплоть до 160 МВт/см², порог же образования микро-разрушений для этого образца близок к 20 МВт/см². Несмотря на разброс точек, соответствующих экспериментальным данным, очевидны отсутствие насыщения зависимостей $q_{п}$ (q_0) и качественное сходство полученных результатов для объема и для поверхности.

Вместе с тем следует отметить более слабое поглощение излучения при пробое в объеме образца по сравнению с наблюдавшимся в плазме поверхностного пробоя. Оказалось, что воздействие импульса излучения с $q_0=q_{02}$ на область кристалла в объеме, разрушенную воз-

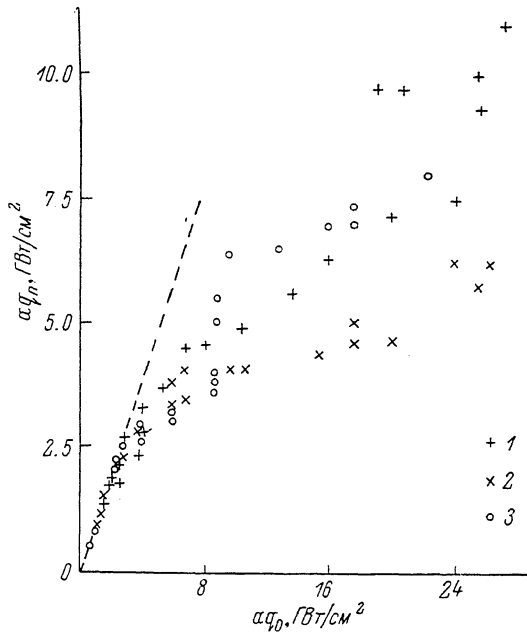


Рис. 2. Зависимости $q_{п}$ (q_0) при оптическом пробое в объеме КС1.

1 — $d=0.07$ мм, $a=1$; 2 — 0.14 , 4; 3 — $0.24, 16$.

действием импульса с $q=q_{01} > q_{02}$, сопровождается более существенным снижением $q_{п}$, чем в случае воздействия импульса с $q_0=q_{02}$ на неразрушенную область. Это, по-видимому, означает, что в обрешивание импульса, прошедшего через разрушаемую область в объеме образца, существенный вклад вносит рассеяние на трещинах.

Таким образом, в настоящей работе получены результаты, подтверждающие, что для развития оптического пробоя, инициируемого нагревом поглощающих неоднородностей, необходимо выполнение двух условий, упомянутых в [12]. Показано, что использование способа измерения порога пробоя, основанного на регистрации $q_{п}$, приводит к завышенным результатам, причем ошибка тем существеннее, чем больше величина q_0/q_0^* . Сказанное не затрагивает случая собственного пробоя в объеме прозрачного диэлектрика, где величина порога q_0^* не должна зависеть от q_0 (при $q_0 > q_0^*$), что и наблюдалось экспериментально в [14].

Литература

- [1] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 408 с.
- [2] Meynard R. G., Naught A. F. Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, N 1, p. 7—9.
- [3] Ашкинадзе Б. И., Владимиров В. Т., Лисачев В. А. и др. ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 5, с. 1187—1201.
- [4] Fradin D. W., Yablouovitch E., Bass M. Appl. Opt., 1973, v. 12, N 4, p. 700—709.
- [5] Бломберген Н. Квант. электр., 1974, т. 1, № 4, с. 786—805.
- [6] Ковалев В. И., Морозов В. В., Файзуллин Ф. С. Квант. электр., 1974, т. 1, № 10, с. 2172—2177.
- [7] Дозадов В., Смирнов В. Н. ЖТФ, 1976, т. 46, № 10, с. 2225—2227.
- [8] Walters C. T., Barnes R. N., Beverly R. E. III. J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 5, p. 2937—2949.
- [9] Ковалев В. И. Тр. ФИАН, 1982, т. 136, с. 51—117.
- [10] Барчуков А. И., Бункин Ф. В., Конов В. И., Любин А. А. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 3, с. 965—982.
- [11] Stewart A. F., Guenter A. H. Appl. Opt., 1984, v. 23, N 21, p. 3774—3778.
- [12] Бонч-Бруевич А. М., Смирнов В. Н. ЖТФ, 1984, т. 54, № 11, с. 2184—2189.
- [13] Смирнов В. Н. Опт.-мех. промышл., 1986, № 7, с. 1—4.
- [14] Глебов Л. Б., Ефимов О. М., Либенсон М. Н., Петровский Г. Т. ДАН СССР, 1986, т. 287, № 5, с. 1114—1118.

Поступило в Редакцию
30 января 1987 г.