

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ПРОЗРАЧНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ

А. А. Калмыков, Г. Н. Розенталь, В. А. Рыбаков

(Москва)

Приводим некоторые результаты экспериментального исследования особенностей и причин возникновения свечения у поверхности прозрачных диэлектриков под действием излучения лазера.

Потоки, при которых возникает свечение, составляют $(2-5) \cdot 10^8$ *вт/см²*, если мишень находится в атмосфере воздуха. Прозрачными диэлектриками в опытах были кварц, стекло К8, органическое стекло, каменная соль, пирекс. Вначале использовался рубиновый лазер, работавший в режиме однократной генерации (полная энергия порядка одного джоуля, длительность генерации на полуширине сигнала 10—12 *нсек*).

При указанных потоках свечение создает на прозрачной мишени импульс в $1 \div 2$ *дин·сек/см²*, что соответствует давлению на поверхность в несколько сотен атмосфер¹. Такие явления могут явиться причиной поверхностного разрушения стекол и других прозрачных диэлектриков. Этим может объясняться более низкая прочность диэлектриков к воздействию лазерного излучения на поверхности в сравнении с объемной прочностью.

Само же явление, видимо, связано с мало изученными процессами, идущими в тонких граничных слоях диэлектрика, облучаемых светом лазера. Исследованию механизма явления посвящен ряд последних работ [1-3].

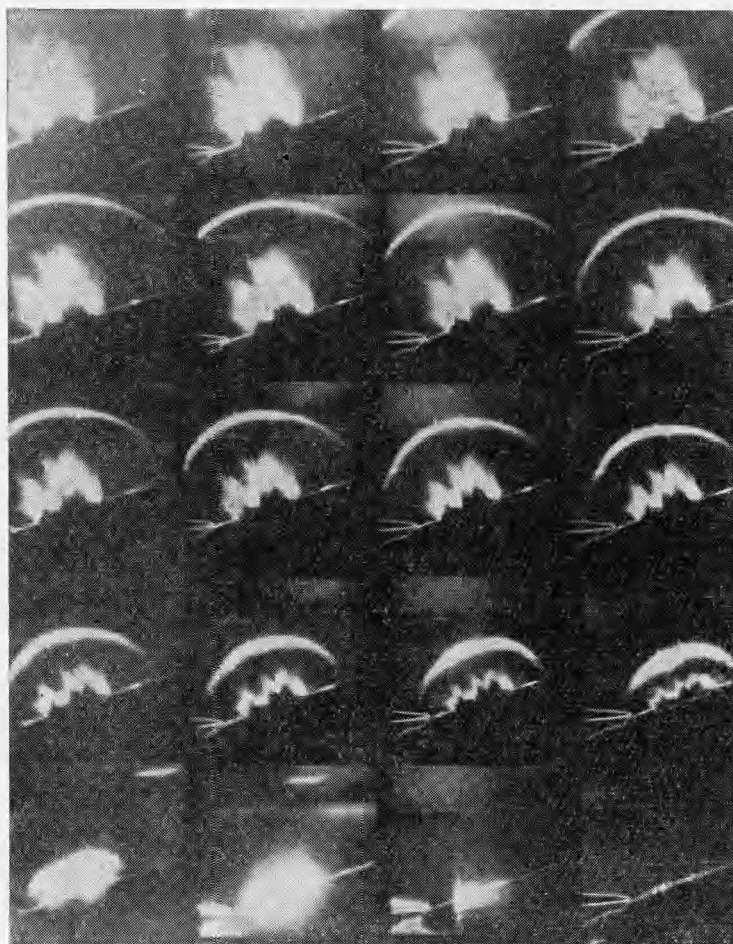
1. Фотографические и спектральные измерения. Свечение фотографировалось растровой камерой СФР-Р со скоростью регистрации $5 \cdot 10^7$ кадров/сек. Развитие свечения на поверхности различных диэлектриков носит одинаковый сферический характер, причем скорость движения фронта при потоках 10^9 *вт/см²* достигает 20 *км/сек* у поверхности мишени, а затем быстро падает с увеличением расстояния от нее. При уменьшении плотности потока до $4 \cdot 10^8$ *вт/см²* начальная скорость фронта снижается до 10 *км/сек*. Свечение сопровождается появлением ударной волны, движение которой и отрыв от зоны свечения хорошо иллюстрируется теплеровской скоростной фотографией (фиг. 1).

Фотографировался также интегральный спектр свечения. Спектр оказался линейчатым, линии соответствовали однократно ионизованным компонентам воздуха (азот, кислород). Линий, отвечающих материалу мишени, не обнаружили. Наблюдаемый в спектре интенсивный континуум, а также наличие линий однозарядных ионов указывают на то, что температура в области свечения высока. Проведенные исследования дают основание полагать, что свечение вызывается ионизированным воздухом.

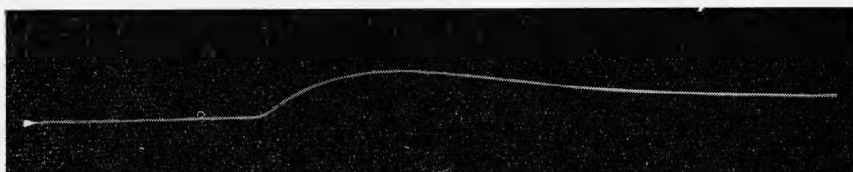
Спектры схожи и имеют «воздушный» характер для разных мишеней. Свечение не связано, видимо, с плавлением и испарением материала мишеней, так как оно либо не сопровождается заметными (при 50-кратном увеличении) повреждениями поверхности, либо повреждения незначительны — мелкие штрихи по облученному полю.

При помощи коаксиального фотоэлемента ЭЛУ-Ф регистрировался интегральный импульс свечения при варьировании давления окружаю-

¹ Калмыков А. А. Экспериментальные исследования процессов, возникающих при действии излучения лазера на полупрозрачное вещество. Диссертация, 1967.



Фиг. 1



Фиг. 2

щего мишень воздуха (фиг. 2). При изменении давления от 760 до 100 *тор* световой поток практически не изменяется, а его длительность значительно больше длительности лазерного импульса. Но при давлении ниже 100 *тор* импульс укорачивается в несколько раз и уменьшается его амплитуда.

В диапазоне давлений 1—0.1 *тор* картина стабилизируется, но импульс длиннее лазерного лишь в 5—6 раз. При этом интегральный световой поток в диапазоне длин волн 400—600 *нм* (область чувствительности ЭЛУ-Ф)

уменьшается на порядок по сравнению с потоком при атмосферном давлении. В связи со спектральными и фотоэлектрическими измерениями были получены оценки для порога возникновения свечения в зависимости от величины давления воздуха. Критерием возникновения свечения было появление сигнала с фотоэлемента и наличие спектра.

Приводим некоторые результаты измерения пороговой плотности $\gamma \cdot 10^{-8}$ ($\text{вт} \cdot \text{см}^{-2}$) для ряда материалов (К8 — стекло, К — кварц, ОС — оргстекло, ПС — полистирол) при различных давлениях p

	NaCl	K8	K	OC	HC	<i>p</i>
$\gamma \cdot 10^{-8} = 0.9$	3.0	3.6	3.0	3.0	3.0	760
$\gamma \cdot 10^{-8} = -$	5.6	5.6	5.6	—	—	100
$\gamma \cdot 10^{-8} = -$	5.9	6.9	6.1	—	—	10
$\gamma \cdot 10^{-8} = -$	5.2	4.7	12.3	—	—	1

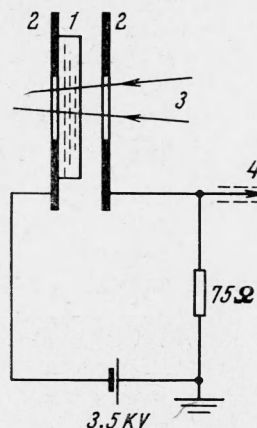
Эти данные свидетельствуют, на первый взгляд, о том, что свечение вызывается пробоем воздуха, имеющим общие черты с пробоем под действием сфокусированного луча лазера в свободном объеме. При этом имеются близкие значения порогов для различных диэлектриков. Изменение давления воздуха от 1 атм до 1 тор приводит к незначительному изменению пороговых значений облученности. Правда, в случае острой фокусировки без преграды необходимая для пробоя плотность потока составляет $10^{10} \div 10^{11} \text{ вт/см}^2$, т. е. превышает пороговые плотности, приведенные выше, более чем на два порядка.

Заметим, что при пробое с острой фокусировкой порог изменяется гораздо резче при варьировании давления.

Если в рассматриваемом случае предположить лавинное развитие ионизации и свечения, то, очевидно, при потоках $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ вт/см}^2$ электронная лавина развиваться не сможет, так как за время действия лазера ($10 \div 12 \text{ нсек}$) родится лишь одно поколение электронов. Кроме того, в вакууме порядка 1 тор пробег сравним с размерами области свечения и ударная ионизация вряд ли будет иметь место. Видимо, должен существовать другой механизм, поставляющий столь большое количество свободных электронов в зону свечения.

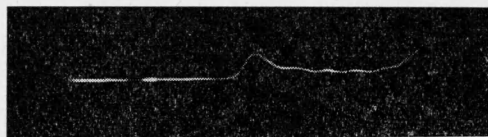
Заметим, что слабая зависимость порогов свечения от давления окружающего воздуха свидетельствует о том, что свечение, вероятно, зарождается непосредственно в поверхностных слоях диэлектрика, возможно, на адсорбированных поверхностью газах, а затем охватывает прилежащие слои воздуха.

2. Измерение токов с диэлектрических мишеней, облучаемых лазерным импульсом. Для исследования механизма «поставки» электронов были проведены измерения токов с поверхности прозрачных диэлектриков, облучаемых светом рубинового лазера. Исследуемый диэлектрик 1 располагался между пластинами 2 плоского конденсатора, к которым прикладывалось постоянное электрическое поле. Для ввода и вывода лазерного луча 3 в пластинах имелись круглые отверстия. Сигнал тока в цепи анода снимался с сопротивления 75 ом и регистрировался на осциллографе 4. Измерения проводились при давлении 10^{-6} тор с вымораживанием паров азотной ловушкой. Форма лазерного импульса и энергия контролировались фотоэлементами ФЭК-09.



Фиг. 3

На фиг. 4 дана типичная осциллограмма сигнала тока с мишени. Сигнал с мишени имеет два характерных участка («всплеска»). Первый всплеск возникает в течение действия лазера, и его максимум, как правило, совпадает с максимумом лазерного импульса. Второй всплеск, обычно гораздо большей амплитуды, имеет место тогда, когда действие лазера уже прекратилось. При изменении плотности потока амплитуда первого импульса растет, хотя наблюдается существенный разброс в ее значениях. Разброс зависит, ви-



Фиг. 4

димо, от состояния поверхности мишени, от характера ее обработки, от чистоты.

Однако поведение мишеней различно, как это видно из следующих данных:

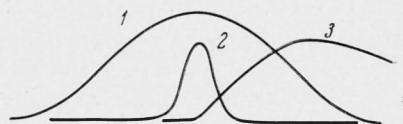
	NaCl	K8	K	П	ПС
$\gamma_{\min} \cdot 10^{-8} =$	0.3	1	2	5	5 <i>вт·см⁻²</i>
$\gamma_{\max} \cdot 10^{-8} =$	3	6	—	10	— <i>вт·см⁻²</i>
$j =$	0.3—80	0.1—90	—	0.1—40	— <i>а·см⁻²</i>

Здесь $\gamma_{\min}$ — минимальное значение потока, при котором появляются импульсы токов, значение $\gamma_{\max}$ приведено для характеристики диапазона изменения потока, значения j дают диапазон изменения плотности тока, П — пирекс.

Следует отметить, что большие значения тока привели после серии опытов к изменению цвета поверхности анодной пластины в непосредственной близости от отверстия (область наибольших градиентов поля).

Опыты проводились в отсутствие явных повреждений поверхности, т. е. ниже порогов разрушения. После ряда облучений наблюдались отдельные мелкие выколы, общая площадь которых незначительна по сравнению с общей облучаемой площадью.

3. Временная последовательность лазерного сигнала, тока с мишеней и сигнала свечения. Для сопоставления во времени лазерного сигнала, тока с мишени и импульса свечения подавалась «красная метка» на модулирующий электрод трубки осциллографа. Точность отсчета времени составляла 2 нсек. На фиг. 5 дана картина взаимного расположения импульсов: 1 — лазерный сигнал, 2 — импульс тока, 3 — световой импульс — «вспышка».



Фиг. 5

Наблюдается совпадение максимумов лазерного и токового сигналов и более позднее вступление сигнала тока по отношению к лазерному сигналу. Последнее связано с нелинейной зависимостью тока от облученности.

Замечено, что возникновение тока, как и появление вспышки, носит пороговый характер. Выше приведены значения плотностей потоков ($\gamma_{\min}$), при которых токовый сигнал уже заметен. При некотором уменьшении плотностей потока ток не регистрировался. Аналогичные опыты проводились с более длинным лазерным импульсом (порядка 100 нсек на полуширине). Пороговые значения плотности потока, соответствующие токовому сигналу, не изменились. Длительность токового импульса возросла примерно в 5 раз, а фронт увеличился в 1.5—2 раза.

4. Обсуждение результатов. Рассмотрим вероятные причины появления тока с мишеней.

1°. *Многоквантовый фотоэффект.* Возможность фототока не исключена, но при удлиненном лазерном импульсе, учитывая степенную зависимость тока от напряженности электрического поля световой волны, форма импульса тока должна бы сильно измениться по сравнению с опытом на коротких сигналах, по крайней мере резко удлинился бы фронт импульса тока; однако фотоэффект может быть замаскирован другим, более существенным, явлением.

2°. *Термоэлектронная эмиссия.* Воздействие лазерного излучения на адсорбированные на поверхности диэлектриков газы может привести к их разогреву, образованию плазмы и эмиссии из нее электронов. Но если такой разогрев имеется, то вопрос о поглощении необходимого для этого разогрева количества энергии остается пока открытым.

Была рассчитана температура, необходимая для эмиссии электронов из плазмы, при плотности токов $10\text{--}100\text{ а/см}^2$ по формуле Ричардсона — Дэшмена

$$I = en2\pi R^2 (k / 2\pi m)^{1/2} \exp(-e\phi / kT) \sqrt{T}$$

где R — радиус излучающей полусферы, а $e\phi$ — работа выхода электронов из плазмы.

Работа выхода вычислялась как $e\phi = e^2 / d$, где d — дебаевский радиус экранирования

$$d = (kT / 4\pi ne^2)^{1/2}$$

При изменении температуры воздуха, находящегося при атмосферном давлении (считаем, что при таком давлении находится адсорбированный воздух, хотя в действительности его плотность на поверхности может быть больше или меньше этой величины), от 3500 до 10000° К [4] концентрация электронов меняется от 10^{13} до 10^{20} см^{-3} . При этом $\exp(-e\phi / kT) \sim 1$.

Расчеты показывают, что плотности тока $j = 100\text{ а/см}^2$ соответствует температура плазмы $T = 5000^\circ\text{ К}$, а $j = 10\text{ а/см}^2$ — $T = 4000^\circ\text{ К}$.

3°. *Механизм распада плазмы под действием приложенного электрического поля.* Распад плазмы начинается с холодной эмиссии электронов из нее, а затем в движение должны прийти и ионные компоненты. Процессы распада плазмы существенно зависят как от ее температуры, так и от концентрации носителей зарядов, что, в свою очередь, связано с количеством адсорбированного газа, подвергшегося нагреву. Наличие второго всплеска в импульсе тока, возможно, связано с этими явлениями.

Пока нельзя уверенно принять ту или иную точку зрения на возникновение импульса тока, однако можно считать, что импульс тока 2 предопределяет возникновение вспышки. Это утверждение вытекает из фиг. 5.

Конечно, опыты со вспышкой, проводимые на воздухе, и опыты с измерением токов (электрическое поле, глубокий вакуум, при котором вспышка отсутствует) — это разные опыты. Но появление в диэлектрике при облучении его лазером свободных электронов, могущих приводить к дальнейшему поглощению излучения и возникновению вспышки, имеет место и без внешнего электрического поля.

В связи с этим вопрос о механизме поглощения диэлектриком лазерного излучения становится наиболее важным. В обычном видимом некогерентном свете использованные диэлектрические образцы толщиной 5 мм практически не поглощают. При световых потоках 10^8 вт/см^2 от рубинового лазера было замечено поглощение (опыты проводились ниже порогов разрушения, образец помещался в вакуум 10^6 тор для исключения вспышки), составившее примерно 10% общей падающей энергии.

Существуют предположения, что причиной поглощения является состояние поверхности диэлектрика, зависящее, в частности, от степени ее чистоты и характера обработки (шлифовка, полировка абразивными порошками и т. п.).

Появление импульса тока не зависит от обработки поверхности; измерения на сколах показали, что картина не изменяется. Очевидно, имеем здесь дело с нелинейными процессами в поверхностных слоях образцов, которые ведут себя к тому же не как идеальные диэлектрики.

В реальных диэлектриках всегда необходимо учитывать влияние локальных уровней. Так, например, в Al_2O_3 ширина запрещенной зоны равна 10 эв. Переход значительного числа электронов из заполненной зоны в зону проводимости начинается при температуре $T = 2000^\circ \text{K}$, и кажется, что при комнатной температуре Al_2O_3 должна быть идеальным изолятором. Известно, что удельное сопротивление окиси алюминия равно $10^9\text{--}10^{12}$ ом·см. Такое сравнительно низкое сопротивление связано с примесями в окиси алюминия, образующими локальные донорные уровни.

Энергия, необходимая для перехода с локального уровня в зону проводимости, значительно меньше ширины запрещенной зоны и равна 2 эв в Al_2O_3 .

Подобную картину можно представить в любом диэлектрике, в особенности в стеклах, зонное строение которых мало изучено.

Помимо объемных локальных уровней следует учитывать также поверхностные энергетические уровни, на которые впервые указал И. Е. Тамм.

Все это говорит о том, что при облучении реального диэлектрика светом рубинового лазера с квантом энергии ~ 1.8 эв за счет только однофотонного процесса в зоне проводимости может оказаться достаточное число свободных электронов, ответственных за дальнейшее поглощение энергии и развитие изучаемых явлений. О наличии свободных электронов свидетельствуют опыты Т. П. Беликовой и др. [5] по определению объемной проводимости рубина под действием лазерного света. В этой же работе для устранения поверхностной проводимости, которая, кстати, много больше объемной, принимались специальные меры.

Таким образом, можно полагать, что под действием лазерного излучения в диэлектрике появляется достаточное количество свободных электронов, о чем свидетельствует токовый сигнал с мишени; наличие свободных электронов приводит к дальнейшему поглощению лазерного излучения и разогреву адсорбированных поверхностью газов и окружающего мишень воздуха. Последнее приводит к появлению вспышки.

Представление о таком механизме подкрепляется сравнением плотностей потоков излучения γ^+ и γ_* [$\text{вт}\cdot\text{см}^{-2}$], соответствующих появлению токов и возникновению вспышки для неорганических диэлектриков: каменной соли, стекла К8 и кварца

	NaCl	К8	Кварц
$\gamma^+ \cdot 10^{-8} =$	0.3	1	2
$\gamma_* \cdot 10^{-8} =$	0.9	3	3.6

Из этих данных следует, что токи с мишеней появляются при более низких плотностях потоков по сравнению со вспышкой, т. е. для возникновения вспышки в диэлектрике должно образоваться достаточное количество свободных зарядов.

Для органических диэлектриков такой закономерности не наблюдается, но в этом случае приходилось работать выше порогов разрушения, так как ниже порогов разрушения токи и свечение не регистрировались.

Появление объемных и поверхностных разрушений в органическом стекле и полистироле усложняет изучаемое явление. Таким образом, на данном этапе исследований можно утверждать, что для устранения вспышки на поверхности диэлектрика или по крайней мере для увеличения порога ее возникновения следует иметь диэлектрик с кристаллической структурой, как можно более близкой к идеальной, причем запрещенная зона в таком диэлектрике должна быть достаточно широкой.

Поступила 26 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Murray J. J. Photoelectric effect induced by high intensity laser light beam in quartz and borosilicate glass. *Dielectrics*, 1964, vol. 1, No. 4, pp. 221—224.
2. Ведута А. П., Свириденков Э. А. Кинетика искры, возбуждаемой светом ОКГ на поверхности диэлектриков. *Ж. прикл. спектроскопии*, 1967, т. 6, вып. 2, стр. 256.
3. Хазов Л. Д., Шестов А. Н., Тихомиров Г. П. Световой разряд на непоглощающих поверхностях под действием луча моноимпульсного лазера. *Ж. техн. физ.*, 1968, т. 38, вып. 8, стр. 1362.
4. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
5. Беликова Т. П., Савченко А. Н., Свириденков Э. А. Световой пробой в рубине и связанные с ним эффекты. *ЖЭТФ*, 1968, т. 54, вып. 1, стр. 37.