

05:07

## Кинетика вспышек свечения, сопровождающих образование микроразрушений в щелочно-галогидных кристаллах при воздействии импульсов излучения CO<sub>2</sub> лазера

© В.Н. Смирнов

Всероссийский научный центр "ГОИ им. С.И. Вавилова",  
199034 Санкт-Петербург, Россия.

(Поступило в Редакцию 14 октября 1996 г.)

С 70-х годов по настоящее время значительное внимание в литературе уделяется исследованиям развития оптического пробоя в объеме щелочно-галогидных кристаллов, инициируемого нагревом содержащихся в них поглощающих неоднородностей, под действием излучения CO<sub>2</sub> лазера с различными параметрами импульсов [1–18]. Пороги пробоя, по данным различных авторов, заключены в широком интервале значений от  $\sim 1$ –10 [1–11] до 300 МВт/см<sup>2</sup> [13]. Одной из основных причин столь большого их различия, по-видимому, является проявление хорошо известной зависимости порога пробоя от диаметра эффективного пятна воздействия  $D$ , приводящей к росту экспериментально измеряемой величины порога при уменьшении  $D$ . Действительно, в [1–11] измерения проводились при  $D \geq 0.2$  мм, а в [13] — при  $D \sim 0.070$  мм. Другая причина может быть заключена в зависимости этой величины от концентрации и сечений поглощения содержащихся в образцах неоднородностей.

Результаты исследований [2,3] показывают, что при воздействии сверхпороговых импульсов количество разрушений, образующихся в пределах облучаемой области, и интенсивность сопровождающего их образование свечения зависят не только от интенсивности лазерного излучения  $q$ , но и от порядкового номера  $N$  импульса, воздействующего на то же место образца. При  $N = 1$  в пределах каустики линзы, фокусирующей лазерное излучение в образец, наблюдается образование большого числа (при  $D \geq 0.2$  мм — десятки) разрушений, причем образование каждого из них сопровождается свечением. При повторных облучениях ( $N \geq 2$ ) той же области кристалла импульсами с неизменной интенсивностью излучения ( $q = \text{const}$ ) преобладающая часть ранее образовавшихся разрушений не светится. В то же время наблюдается образование новых разрушений, сопровождаемое их свечением, и свечение незначительного числа разрушений, образовавшихся ранее. Характерно, что морфология и размеры разрушений, не светящихся при повторных воздействиях, не меняются с ростом  $N$ , тогда как разрушения, светящиеся при каждом воздействии, разрастаются и их морфология меняется от импульса к импульсу. С ростом  $N$  число вновь образующихся разрушений спадает до нуля. Интегральная же интенсивность вспышки свечения либо также спадает до нуля (в условиях отсутствия образования новых разрушений и

повторно светящихся старых), либо испытывает нерегулярные осцилляции (при повторном свечении ранее образовавшихся разрушений) относительно некоторого среднего уровня, меньшего интенсивности первой вспышки на 2–3 порядка [3]. Результаты исследования изменений морфологии разрушения при многократном облучении одного разрушения описаны в [14].

Основное внимание в упомянутых работах [1–18] отводилось исследованиям различных явлений, сопровождающих развитие пробоя, в частности кинетики [3–5,17,18] и спектров свечения [6,7,15,17], а также динамики роста очагов пробоя [9,16] и кинетики обусловленного ими рассеяния [4,18]. Исследования, например, кинетики и спектров вспышек свечения проводились в [3–7] при интенсивностях излучения (1–10 МВт/см<sup>2</sup>), возможно более близких к порогу появления вспышек свечения  $q^*$ , а в [15–18] — при 100–1000 МВт/см<sup>2</sup>, причем величина  $q^*$  не указывалась.

Анализ условий проведенных экспериментов [1–18], их результатов и выводов, касающихся механизма свечения, показывает, что сформировались две основных точки зрения на природу вспышек свечения, сопровождающих образование разрушений. Одна из них основана на экспериментальных данных, полученных при  $D \geq 0.2$  мм и  $q \sim q^* \sim 1$ –10 МВт/см<sup>2</sup>. Вспышки свечения при этом могут состоять из отдельных более или менее разрешенных импульсов [3–5], а в спектрах свечения наблюдаются узкие максимумы (например, в [6,7], шириной  $\sim 1$  мкм, определявшейся спектральным разрешением аппаратуры). Размеры разрушений в этих условиях составляют  $\sim 10$  мкм. В [3–6] высказано предположение, что наблюдаемое свечение обусловлено главным образом триболоминесценцией кристалла, которая является следствием образования трещин под действием термоупругих напряжений, возникающих вблизи нагреваемых неоднородностей. В [6] обсуждены возможные причины различия спектров триболоминесценции, сопровождающей разрушение кристалла вблизи нагреваемых лазерным излучением поглощающих неоднородностей и в условиях ее возбуждения традиционными способами, например дроблением образцов [19]. Согласно оценкам, проведенным при  $q \sim q^* = 10$  МВт/см<sup>2</sup> [3], температура нагрева наиболее опасных поглощающих неоднородностей лишь к концу лазерного импульса достигает значений  $\sim 1000$  К.

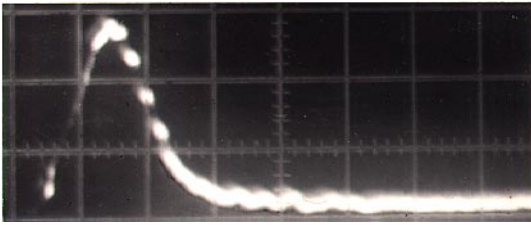


Рис. 1. Лазерный импульс. Скорость развертки 50 нс/дел.

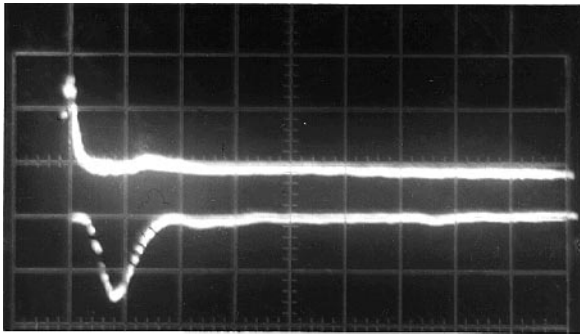


Рис. 2. Лазерный импульс (верхний луч) и кинетика вспышки свечения.  $q = 10 \text{ МВт/см}^2$ ,  $N = 5$ . Скорость развертки 200 нс/дел.

Другая точка зрения основана на результатах измерений, выполненных при малых значениях  $D$  и  $q \sim 100\text{--}1000 \text{ МВт/см}^2$  (без указания  $q^*$ ) [13–18]. В этих условиях вспышки свечения имеют достаточно гладкую форму, а узкие максимумы в спектрах свечения не наблюдаются. При этом часть наблюдавшихся спектров свечения хорошо аппроксимируется планковской зависимостью с температурами 5000–15 000 К, а размеры разрушений достигают  $\sim 100 \text{ мкм}$ . Авторы этого цикла работ считают, что вспышки свечения имеют тепловую природу. Кроме того, в [15] подчеркнуто, что трибolumинесценция должна быть отброшена как возможная основная причина свечения, наблюдаемого при нагреве поглощающих неоднородностей лазерным излучением. Очевидно, что подобное утверждение, сделанное без указания интервала значений  $q$ , для которого справедливы полученные результаты, приобретает неоправданно категоричный характер.

Противоречивость приведенных выше результатов и трактовки природы свечения, сопровождающего разрушение кристалла при лазерном пробое, послужила основанием для постановки настоящей работы. Ниже приведены результаты исследований кинетики вспышек свечения, выполненных при  $q \sim q^*$ , которые свидетельствуют о том, что наблюдаемая форма вспышек в этих условиях не может быть объяснена на основе представлений о тепловой природе регистрируемого свечения.

Эксперименты проведены на установке, мало отличавшейся от описанной в [3]. Излучение лазера фокусировалось в объем кристаллов NaCl линзой с фо-

кусным расстоянием  $\sim 250 \text{ мм}$ . Диаметр эффективного пятна воздействия на уровне  $1/e$  от максимального значения интенсивности составлял  $\sim 0.2 \text{ мм}$ . Сигналы с приемника, использующего увеличение носителей тока типа ФП-0.5, применялись для регистрации формы импульсов  $\text{CO}_2$  лазера, и фотоумножителя типа ФЭУ-84-3, регистрировавшего вспышки свечения, подавались на осциллограф С8-14. Лазерный импульс, характерной для ТЕА  $\text{CO}_2$  лазеров формы, состоял из короткого ведущего пика длительностью на полувысоте  $\sim 50 \text{ нс}$  (рис. 1) и хвоста длительностью  $\sim 1.5 \text{ мкс}$  (рис. 2). В пике было заключено  $\sim 50\%$  всей энергии импульса. Измерения проведены при  $q \sim 10\text{--}12 \text{ МВт/см}^2$ , тогда как  $q^* \sim 9 \pm 1 \text{ МВт/см}^2$ .

Исследована форма вспышек свечения при однократном (каждый раз облучалось новое место в объеме образца) и многократном (последовательное облучение одного и того же места) воздействиях лазерных импульсов соответственно при произвольных значениях  $q$  и при  $q = \text{const}$ . Регистрировались лишь вспышки, соответствующие образованию и свечению одной области разрушения. В случаях многократного воздействия наблюдалось свечение такой области при последовательном изменении ее очертаний.

Интенсивность и форма вспышек зависят от  $q$  и числа импульсов, предварительно воздействовавших на облучаемое место. Осциллограммы наблюдавшихся вспышек свечения приведены на рис. 2–4. При этом рис. 3 и 4 отражают характер кинетики вспышек свечения, соответствующих последовательному воздействию нескольких импульсов ( $q = \text{const}$ ) лазера в условиях фокусировки излучения в одно и то же место для двух образцов. При воздействии первого лазерного импульса интенсивность вспышки выше, чем при последующих. Сама же вспышка представляется состоящей из большего числа более или менее перекрывающихся пиков, чем при последующих

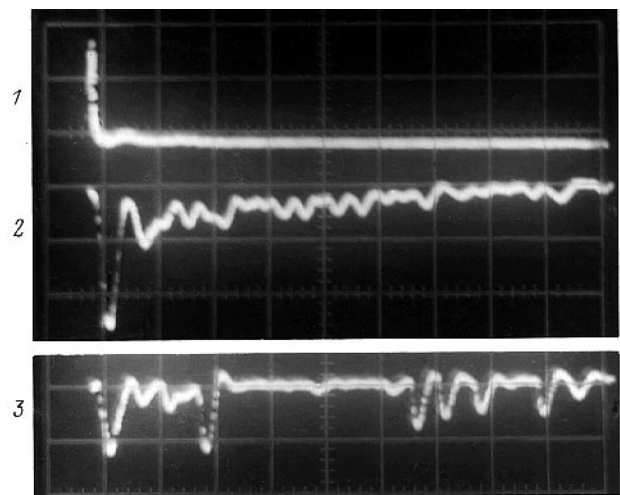
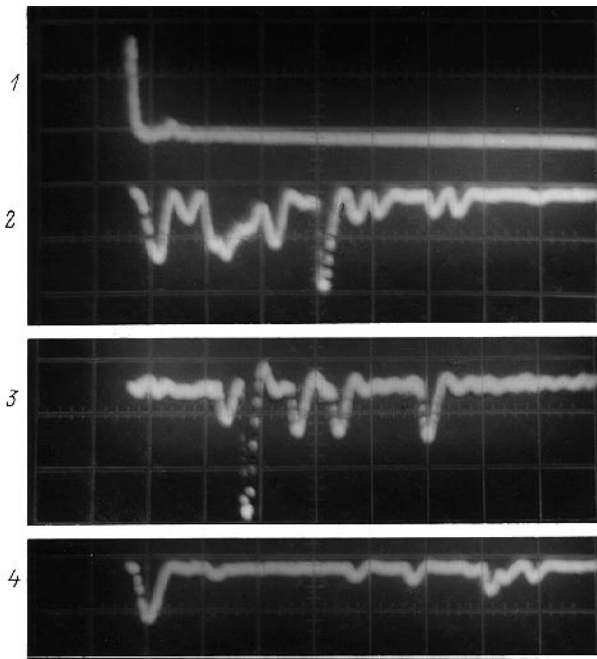


Рис. 3. Лазерный импульс (1) и кинетика вспышек свечения (2, 3). Скорость развертки 500 нс/дел;  $q = 11$  (2),  $10 \text{ МВт/см}^2$  (3);  $N = 1$  (2), 3 (3).



**Рис. 4.** Лазерный импульс (1) и кинетика вспышек свечения (2–4). Скорость развертки 500 нс/дел;  $q = 10 \text{ МВт/см}^2$ ;  $N = 3$  (2), 4 (3), 5 (4).

облучениях. Повышение  $q$  приводит к росту числа и амплитуды пиков, а также их перекрытия. Первый из них, начало которого примерно соответствует максимуму ведущего пика лазерного импульса, в большинстве случаев по амплитуде превосходит последующие, но возможна и обратная ситуация. В отдельных случаях амплитуда первого пика вспышки может быть близкой к нулю (рис. 4).

Амплитуда последующих пиков и их положение в пределах вспышки меняются как при смене облучаемого места, так и при повторных воздействиях на одно и то же место в кристалле, что и определяет невоспроизводимость формы вспышек свечения от импульса к импульсу. При облучении кристаллов импульсами с  $q \sim q^*$  пики с наибольшими амплитудами, как правило, располагаются в интервале длительностью  $\sim 2 \text{ мкс}$  от начала лазерного импульса. Далее, за пределами указанного интервала интенсивность пиков и их число снижаются. Тем не менее их интенсивность за пределами интервала ( $\sim 3 \text{ мкс}$ ), в два раза превосходящего длительность лазерного импульса, остается сопоставимой с интенсивностью пиков в начале вспышки. Ранее в [4,5,14] сообщалось лишь о наблюдении задержанных импульсов свечения в пределах вспышки. Характер наблюдающейся кинетики вспышек свечения невозможно объяснить на основе их тепловой природы. Напротив, полученные данные согласуются с ранее развитыми представлениями о том, что вспышки обусловлены триболюминесценцией кристалла [2,3], сопровождающей образование в нем трещин в слабо прогретой области, окружающей нагретую неоднород-

ность. Подобные трещины должны образовываться под действием термоупругих напряжений уже на начальном этапе формирования разрушений. Дальнейший подвод энергии импульса лазерного излучения в большинстве случаев ведет к их росту, появлению новых трещин и в конечном итоге к образованию полости [1–3,10–14].

Действительно, оценка, проведенная в соответствии с [20], температуры нагрева поглощающих неоднородностей с коэффициентом поглощения  $\beta \sim 10^3\text{--}10^4 \text{ см}^{-1}$  к началу вспышки свечения, соответствующему максимуму ведущего пика импульса лазерного излучения, для  $q \sim 12 \text{ МВт/см}^2$  дает  $T = (3/4)(\beta q \tau / 2c) \sim 100\text{--}1000 \text{ К}$ , где  $\tau = 50 \text{ нс}$  — длительность ведущего пика лазерного импульса на полувысоте;  $c = 2 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{К}$  — удельная объемная теплоемкость неоднородности, принимаемая равной теплоемкости кристалла. Возникающие вблизи нагретой неоднородности термоупругие напряжения могут быть оценены величиной  $\sigma \sim \alpha E T$  [20], что дает  $\sigma = 1600\text{--}16\,000 \text{ кг/см}^2 \gg \sigma^* \sim 20 \text{ кг/см}^2$ , где  $\alpha = 4 \cdot 10^{-5} \text{ 1/К}$  — коэффициент линейного расширения,  $E = 4 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2$  — модуль Юнга,  $\sigma^*$  — макроскопический предел прочности материала. Использование макроскопического значения предела прочности, по-видимому, здесь оправдано по крайней мере для области кристалла, окружающей неоднородность.

Наблюдение в микроскоп при последовательном воздействии лазерных импульсов позволяет проследить изменения морфологии области разрушения: образование первичного очага разрушения в виде полости микронных размеров с отходящими от нее трещинами по плоскостям спайности, появление новых и последовательный рост старых трещин, сопровождаемые свечением. При этом иногда удается наблюдать при воздействии повторных импульсов свечение прорастающей трещины, распространяющейся навстречу лазерному излучению. Расстояние светящейся области в трещине от места первоначального зарождения разрушения может достигать десятков мкм. В связи с этим представляется не вполне ясным механизм роста такой трещины, удаленной от первоначально поглощавшей области кристалла. Вместе с тем сказанное позволяет объяснить наблюдавшуюся кинетику вспышек свечения нерегулярностью триболюминесценции, связывая появление каждого пика вспышки с прорастанием отдельной трещины или ее активного участка с повышенной плотностью электрических зарядов на стенках [21].

Сопоставление полученных данных с результатами [15–18] свидетельствуют о том, что в настоящей работе, а также в [2–7], в которых высказывалось предположение о триболюминесцентной природе свечения, сопровождающего развитие пробоя в кристаллах, основное внимание уделялось исследованию околопорогового свечения, а в [15–18], по всей видимости, исследовалось свечение, сопровождающее развитую стадию пробоя. Об этом свидетельствуют, в частности, большие размеры сформировавшихся очагов разрушения (до 100 мкм),

практически на порядок величины превосходившие наблюдавшиеся в [2–7]. При этом поскольку рост  $q$  сопровождается ростом числа пичков в пределах вспышки свечения и их перекрытием, то возможность наблюдения разрешенных пичков при значительных превышениях  $q^*$  представляется маловероятной. Этому должно также способствовать и последовательное нарастание (с ростом  $q$ ) вклад в регистрируемые вспышки свечения теплового излучения поглощающих неоднородностей по мере роста температуры их нагрева. Вклад последнего в области значений  $q \sim 10^8\text{--}10^9\text{Вт/см}^2$ , при которых проводились исследования в [15–18], по-видимому, был определяющим. В связи с этим тот факт, что в [17,18] наблюдались вспышки свечения достаточно гладкой формы, а в [15,17] — спектры вспышек свечения, хорошо описываемые планковской зависимостью с температурами 5000–15 000 К, не представляется неожиданным и не противоречит результатам настоящей работы, а также результатам, сообщавшимся в [12], поскольку в этой работе исследования спектров вспышек свечения, например в КС1, проводились при  $q \sim 3\text{ МВт/см}^2$ .

Таким образом, сопоставление литературных данных и полученных результатов свидетельствуют о том, что, поскольку наблюдаемые вспышки свечения инициируются нагревом содержащихся в кристаллах поглощающих неоднородностей, характеристики регистрируемого свечения должны определяться соотношением вкладов триболоминесценции и теплового излучения. В случае заведомо сверхпороговых интенсивностей лазерного излучения преобладает вклад теплового излучения, тогда как при околопороговых воздействиях — триболоминесценции. В настоящей работе впервые наблюдались вспышки свечения, состоящие из разрешенных во времени коротких ( $\sim 100\text{ нс}$ ) пичков, что свидетельствует об их нетепловой природе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-16977а).

## Список литературы

- [1] *Apostol I., Arsenovici L.C., Mihailescu I.M.* et al. // *Rev. Roum. Phys.* 1975. Vol. 20. N 7. P. 665–669.
- [2] *Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 24. С. 1111–1114.
- [3] *Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 844–852.
- [4] *Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2647–2651.
- [5] *Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 9. С. 2017–2020.
- [6] *Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // ЖПС. 1980. Т. 32. № 6. С. 1002–1008.
- [7] *Файнберг Л.М., Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // ЖПС. 1984. Т. 41. № 5. С. 736–738.
- [8] *Имас Я.А., Калугина Т.И., Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 3. С. 129–133 (опечатки в вып. 21, с. 1343).
- [9] *Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 323–326.
- [10] *Голубев В.С., Снопко В.Н.* // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 1. С. 293–296.
- [11] *Рогалин В.Е., Самойлова Т.И., Тищенко Н.А., Шаскольская М.П.* // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 12. С. 3549–3554.
- [12] *Рогалин В.Е., Тищенко Н.А., Шаскольская М.П.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 5. С. 1077–1080.
- [13] *Gorbunov A.V., Nadgornyi E.M., Valkovskii S.N.* // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1981. Vol. 66. N 1. P. 53–63.
- [14] *Горбунов А.В., Емелин В.Я., Классен Н.В.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1983–1986.
- [15] *Горбунов А.В., Классен Н.В., Максимук М.Ю.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 12. С. 39–49.
- [16] *Горбунов А.В., Максимук М.Ю.* // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 5. С. 1416–1428.
- [17] *Горбунов А.В., Максимук М.Ю.* // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 5. С. 1429–1436.
- [18] *Горбунов А.В., Максимук М.Ю.* // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 9. С. 2568–2577.
- [19] *Крутякова В.П., Смирнов В.Н.* // ЖПС. 1979. Т. 30. № 5. С. 846–849.
- [20] *Sparks M., Duthler C.J.* // *J. Appl. Phys.* 1973. Vol. 44. N 7. P. 3038–3045.
- [21] *Беляев Л.М., Набатов В.В.* // Кристаллография. 1963. Т. 8. № 6. С. 927–928.