

04;07;11
©1992 г.

ИЗУЧЕНИЕ ПРИРОДЫ ВСПЫШКИ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ШГК НА 10.6 мкм

А.В.Горбунов, Н.В.Класен, М.Ю.Максимук

Экспериментально исследованы спектральные и пространственные характеристики вспышек свечения при оптическом пробое на поглощающих микровключениях в объеме монокристаллов NaCl, KCl и KBr под действием однократного импульса TEA CO₂ лазера. Применение оптического многоканального анализатора позволило регистрировать спектры одиночных вспышек в диапазоне от 450 до 850 нм. В них не обнаружено узких линий — спектры близки к излучению черного тела с температурой от 5 до 15 тысяч К, за исключением плато или подъема с длинноволновой стороны. Вспышка свечения демонстрирует пространственную анизотропию, коррелирующую с анизотропией пластических свойств ШГК. Совокупность результатов объясняется образованием в объеме, на месте поглощающего микровключения, области разогретого пара, излучающего равновесным образом деформирующе-своим давлением окружающий кристалл.

Введение

Повреждение в объеме щелочно-галогидных кристаллов (ШГК) под действием одиночного импульса TEA CO₂ лазера (пик шириной около 100 нс и хвост в 1–2 мкс приблизительно с той же энергией) исследовалось весьма подробно целым рядом авторов [1–5]. Наиболее типичен вариант “однократного” оптического пробоя, когда в месте нахождения микровключения размером не более 1 мкм — оно видно в микроскоп в рассеянном и не видно в проходящем свете [5] — наблюдается яркая вспышка свечения длительностью порядка нескольких мкс с максимумом в области окончания лазерного импульса, а последующие облучения с той же мощностью не дают никакого эффекта. На месте вспышки обнаруживаются близкая к сфере полость в несколько десятков микрон и признаки пластической деформации и разрушения вокруг. При меньших интенсивностях лазерного воздействия наблюдается режим “мягкого” многократного повреждения, в котором вспышка существенно слабей, но воспроизводится при повторных облучениях, а размер как полости (5–10 мкм), так и разрушенной и деформированной зоны постепенно растет с числом импульсов [5]. При монотонном наращивании интенсивности лазерного воздействия режим повреждения остается “мягким”, однако превышение некоторого порога приводит к однократному пробое.

Следует отметить, что вопрос о лазерном импульсном пробое на поглощающих микронеоднородностях интенсивно исследовался теоретически. Причем наряду с простейшей интерпретацией в рамках линейной задачи [6] возник ряд моделей, учитывающих нелинейное поглощение как в самом включении [7], так и в прилегающих слоях матрицы [8]. Физическая природа возрастания поглощения в исходно прозрачном материале связывалась с появлением свободных носителей в результате тепловой ионизации [8] или ионизации УФ излучением разогретого включения [9], со структурным фазовым переходом или просто с высоким уровнем термонапряжений [10]; конкретный механизм зависит от свойств конкретного материала. В частности, в случае ШГК возникло предположение об инициировании пробоя трибопроцессами: быстрый нагрев микрочастицы уже до 100 °С способен, по мнению авторов [2], приводить к трещинообразованию и, следовательно, к эмиссии электронов, УФ излучению и к холодной плазме.

Для однократного пробоя ШГК на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм есть все основания предполагать появление дополнительного поглощения в веществе изначально прозрачной матрицы. Если на месте включения размером в десятые доли микрона образуется полость диаметром в десятки микрон, то можно полагать, что она создана деформацией окружающего кристалла под действием давления нагретого вещества и работа деформации $A \cong \tau_d V$, где V — объем образовавшейся полости, а τ_d — динамический предел текучести материала. Из результатов импульсного нагружения ШГК ударными волнами [11] и электронным пучком [12,13] известно, что для NaCl τ_d находится в пределах от 0.1 до 1 кбар, т.е. для размера полости $2R_n = 40$ мкм только энергия деформации составит $3 \times 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-6}$ Дж. При плотности лазерной мощности 10^8 Вт/см², т.е. при плотности энергии $\cong 2$ Дж/см², это приводит к необходимому сечению поглощения $\sigma_{эфф} = 1.5 \cdot 10^{-7} - 10^{-6}$ см². Но поскольку $\sigma_{эфф}$ не может заметно превышать геометрическое сечение включения, то даже при размере $2a = 1$ мкм $\sigma_{эфф} \leq \pi a^2 \cong 10^{-8}$ см². Кроме того, наличие перехода порогового типа от режима “мягкого” повреждения к однократному пробую также предполагает подключение дополнительного механизма интенсивного поглощения в веществе матрицы. Природа его остается пока неясной, что и стимулировало авторов к изучению описываемых процессов.

Особый интерес представляет изучение спектральных характеристик свечения при оптическом пробое. Имеющиеся на этот счет данные несколько противоречивы. С одной стороны, в [1] сообщалось о непрерывном характере спектра, с другой стороны, в серии работ [14,15] зарегистрировано множество спектральных линий шириной всего несколько нм. Наконец, авторами работы [16] в “мягком” режиме повреждения были получены спектры многократно повторяющейся вспышки свечения вблизи одного и того же включения, близкие к сумме двух планковских кривых с температурами около 1500 и 4000 К. Поскольку в [14,15] спектры снимались с помощью монохроматора статистическим усреднением по большому количеству вспышек (каждый раз облучалось новое место в образце, причем на заданной длине волны делалось до 10 измерений) и уровень шумов на них весьма высок, то интересно попытаться воспроизвести эти результаты с помощью регистрации спектров отдельных вспышек.

Данная работа посвящена изучению спектральных и пространственных характеристик вспышек свечения при оптическом пробое на поглощающих микронёднородностях в объеме ШГК под одиночным импульсом CO_2 лазера. Цель ее состояла в том, чтобы за счет использования возможностей оптического многоканального анализатора изучить многообразные спектры отдельных вспышек, сопоставить их особенности с пространственным характером как самой вспышки, так и повреждения, обнаруживаемого после нее, и попытаться понять природу этого свечения.

Методика эксперимента

Основные параметры лазерной установки описаны в [4,5]. Как и в [6], область фокусировки излучения CO_2 лазера внутри образца подсвечивалась сфокусированным встречным лучом аргонового лазера. Наблюдение велось под углом 90° с помощью оптического микроскопа с увеличением около 200 в проходящем или рассеянном свете. Оптическая система настраивалась так, чтобы фокальная зона находилась приблизительно в середине поля зрения микроскопа. Основные эксперименты проводились в режиме однократного пробоя. Сначала при пониженной лазерной мощности находился рассеивающий центр, на котором начиналось “мягкое” повреждение, заметное по скачкообразному изменению рассеяния при каждом импульсе [5]. Затем он подвигался к середине поля зрения, после чего интенсивность поднималась и наблюдался однократный пробой.

Для регистрации пространственного распределения свечения изображение вспышки, увеличенное в микроскопе, регистрировалось видеокamerой со своим объективом. Поле зрения на экране телемонитора составляло 120×100 мкм, а пространственное разрешение было порядка 1 мкм. Для анализа распределения яркости свечения изображение вспышки переводилось в цифровой вид и обрабатывалось далее с помощью ПЭВМ.

При съемке спектров свет вспышки, прошедший через микроскоп, собирался с помощью сферического зеркала на щель спектрографа. В микроскопе, в плоскости изображения объектива, была помещена щелевая диафрагма с двумя парами подвижных шторок, позволявшая формировать прямоугольное отверстие переменного размера. Предварительно это отверстие проецировалось на щель, находились его оптимальное положение и размеры. При подготовке к съемке каждого нового спектра кристалл двигался на столике микроскопа так, чтобы изображение обнаруженного очага “мягкого” повреждения оказалось в центре отверстия.

Использовались два различных спектрографа: а) решеточный со светосилой 1:3 и дисперсией 4.8 нм/мм; б) специально изготовленный для целей данной работы призмный спектрограф низкого разрешения с относительным отверстием также 1:3 и дисперсией от 24 в синей до 110 нм/мм в красной областях. Для регистрации использовался видиконный оптический многоканальный детектор с такими параметрами: число элементов 500×256 , размер отдельного элемента 25×25 мкм, максимальная спектральная чувствительность (около 10 фотонов на отсчет) в области 500 нм. В результате с решеточным прибором можно было за один раз снимать спектр в диапазоне 60 нм с разрешением до 0.6 нм и соотношением сигнал/шум около 10. С призмным перекрывался диапазон от 400 до 850 нм при спектральном разрешении от 5 в синей до 30 нм в красной областях, а наилучшее отношение сигнал/шум составляло 100 для

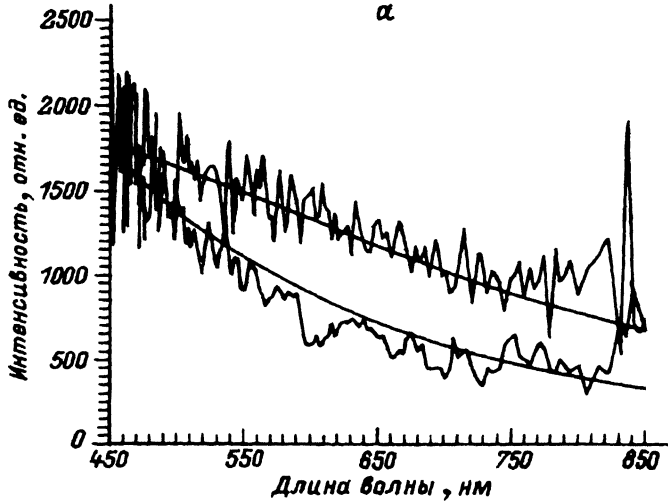


Рис. 1. Типичные спектры вспышек оптического пробоя в объеме ШГК. *a* — спектр планковского типа: верхняя кривая — NaCl, $T = 7000$ К; нижняя — KBr, $T = 11000$ К; *b* — спектры с характерным красным подъемом, полученные при пробое KCl; верхняя кривая — $T = 11000$ К, нижняя — $T = 15000$ К; *в* — спектр с особенностью типа полосы испускания (NaCl).

$\lambda = 640$ нм и снижалось на порядок для 430 и 880 нм. Определение спектральной чувствительности осуществлялось с помощью ламп СИ-8 или СИРШ-40 с известной температурой вольфрамовой ленты накала. Эти измерения проводились регулярно для проверки стабильности системы. В результате форма кривой спектральной чувствительности регистрирующей системы была известна с точностью не хуже $\pm 25\%$.

Исследовались выращенные из расплава монокристаллы NaCl, KCl и KBr промышленной степени чистоты из разных источников с пределом текучести $\tau_T = 100 - 300$ г/мм². Во всех них присутствовали светорассеивающие центры, концентрация которых могла достигать 10^6 см⁻³. Часть этих центров и служила центрами зарождения оптического пробоя в объеме.

Экспериментальные результаты

При проверке на наличие линейчатой составляющей спектры вспышек регистрировались без микроскопа: свет собирался с помощью кварцевой линзы. Использовался, главным образом, решеточный спектрограф. Ни в одном из образцов NaCl, KCl и KBr никаких признаков узких линий, подобных тем, что получены в [14,15], обнаружено не было; во всяком случае, их доля в общей интенсивности не могла бы превысить 10%.

Спектры с призмным спектрографом получались с применением микроскопа, поэтому регистрировалась преимущественно вспышка на одиночном включении, контролировались вид и размеры разрушения, наличие трещин, появление окрашивания в кристалле. Типичные спектры (рис. 1) делятся в основном на три группы: 1) спектры, не имеющие никаких особенностей и хорошо аппроксимируемые планковской зависимостью с температурой $5 - 15 \cdot 10^3$ К (*a*); такие встречаются довольно редко; 2) спектры, не имеющие особенностей, но не описываемые излучением

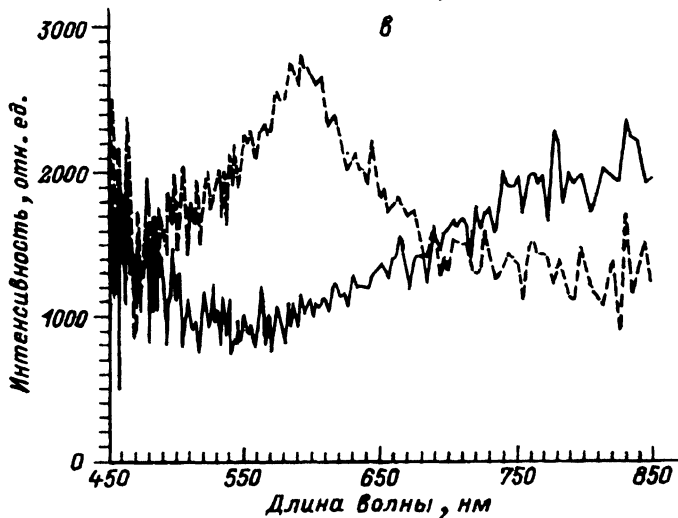
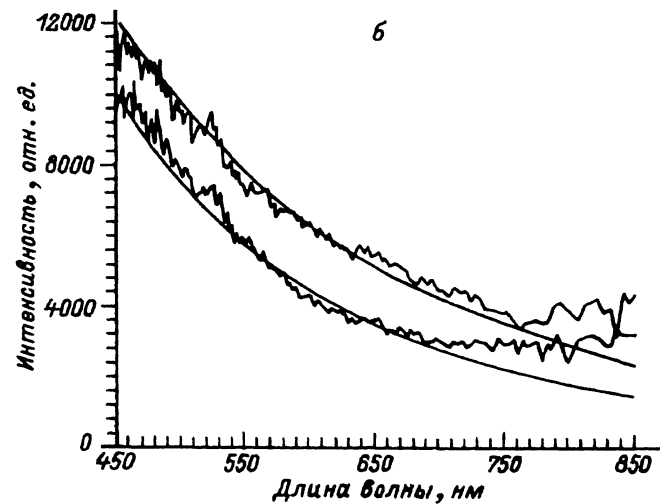


Рис. 1. Продолжение.

черного тела главным образом из-за подъема или плато с красной стороны (б), они регистрируются очень часто; 3) спектры, имеющие наряду с непрерывной компонентой того же вида широкие особенности в виде полос испускания или поглощения (в). Последние особенно часты и порой весьма разнообразны в кристаллах с низким порогом пробоя. Они встречались как для NaCl, так и KCl, а среди имевшихся образцов KBr были только такие. Каких-либо кардинальных отличий в спектрах вспышек в имевшемся ряду кристаллов замечено не было, за исключением того, что у KCl была обычно выше яркость свечения и круче синий подъем. Вид наблюдаемого спектра зависел в первую очередь от индивидуальности данного образца и от лазерной интенсивности. При фиксировании этих параметров он хорошо воспроизводился.

С ростом лазерной интенсивности эффективная температура вспышки в среднем растет. Замечено, что при фиксированной плотности мощно-

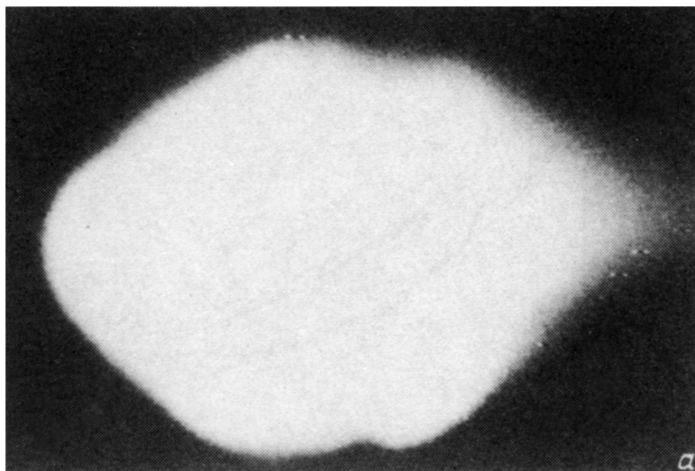


Рис. 2. Пространственное распределение яркости свечения при оптическом пробое в объеме NaCl.

а — вспышка свечения; *б* — профили равной интенсивности для этой вспышки (цифрами показана относительная интенсивность); *в* — полость, образовавшаяся в месте свечения.

сти образование исходящих от очага пробоя радиальных макротрещин по плоскостям спайности типа (100) приводит к явному снижению интенсивности и температуры излучения. Кроме того, слабее становится красный подъем. При этом, как уже отмечалось в [3], и размер образующейся полости меньше, чем при условии отсутствия трещин.

Для уверенной регистрации спектра свечения в “мягком” режиме повреждения, как правило, не хватало чувствительности, хотя в микроскопе вспышка была отчетливо видна. Лишь в одном типе KCl с особенно яркими вспышками такие спектры были зарегистрированы. Оказалось, что качественно они не отличаются от приведенных выше разновидностей. Не изменился характер спектров и при использовании укороченного лазерного импульса длительностью около 80 нс, хотя теперь временная зависимость вспышки свечения имела вид колокола с шириной несколько сотен нс по полувысоте и со спадом, затянутым до 1 мкс и более.

При больших превышениях лазерной интенсивности над порогом пробоя разрешение имеет вид канала с трещинами, полостями и следами плавления на их поверхности. Фронт разрушения в виде трещины по спайности продвигается при каждом импульсе навстречу лазерному лучу вплоть до выхода на поверхность кристалла. При этом в NaCl и KBr в зоне разрушения часто наблюдается окрашивание. В этом режиме часто видны широкие полосы испускания, близкие по спектральному положению к полосам поглощения в окрашенной области (рис. 1, в).

Типичное распределение яркости вспышки приведено на рис. 2. Размер светящейся зоны, как правило, несколько больше (приблизительно на 10–20%) размера остающейся полости. Пока он не превышает 20–30 мкм, никакой анизотропии у очертаний вспышки не наблюдается. Если же он существенно больше, то можно обнаружить до 6 выступов: два вдоль направления пучка и 4 приблизительно по направлениям $\langle 110 \rangle$, если смотреть из геометрического центра вспышки. При очень больших размерах светящейся области (порядка 100 мкм) видна экранировка лазерного излучения: яркость свечения резко спадает у переднего фронта и суще-

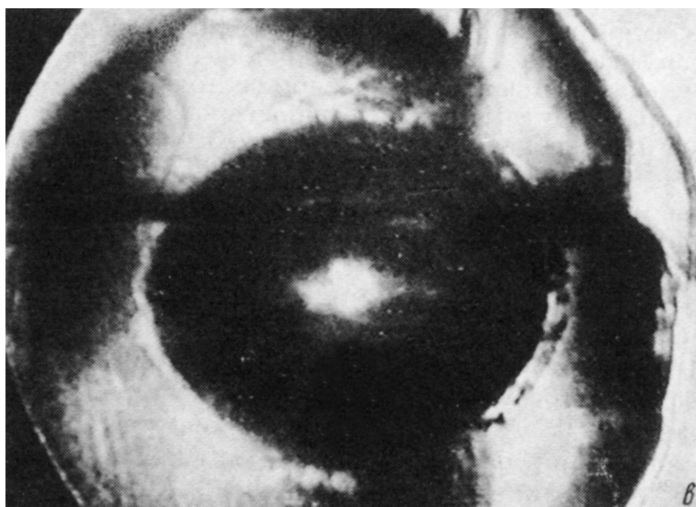
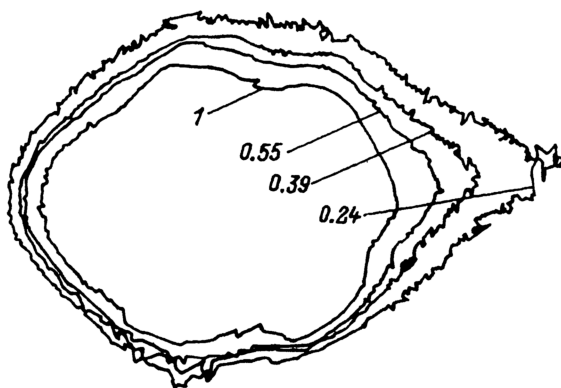


Рис. 2. Продолжение.

ственно медленнее у заднего (рис. 2,б). Внешняя граница свечения гораздо плавнее и ближе к округлой форме остающейся полости, нежели контур наиболее яркой области внутри (рис. 2,в). Полость всегда окружена зоной радиальных и кольцевых трещин, глубина которой примерно соответствует ее собственному размеру. При достаточно высокой интенсивности лазерного импульса образуются еще и выходящие из полости радиальные трещины по плоскостям спайности (100) протяженностью несколько мм. Существенно, что во время вспышки свечения трещины никогда видны не были.

Обсуждение результатов

Прежде всего представляется резонным отбросить триболоминесценцию как возможную основную причину свечения. Во-первых, при триболоминесценции в ШГК регистрируется спектр, состоящий из узких линий [17], во-вторых, в свечении не видны трещины. Кроме того, даже если

на стадии быстрого разогрева трещины образуются, то сферическая полость может быть получена из трещиноватой зоны лишь посредством плавления или парообразования, что уже требует разогрева до уровня 10^3 К. Непрерывный характер спектров и близость их к спектру излучения черного тела свидетельствуют в пользу тепловой природы вспышки. Это предположение лежит в основе дальнейшего обсуждения.

Отклонение спектра равновесного излучения разогретого вещества от планковского может объясняться его прозрачностью хотя бы на некоторых спектральных участках. В этом случае он будет представлять собой набор слившихся уширенных и искаженных самопоглощением атомарных и (или) молекулярных линий. В условиях непрозрачности мгновенное спектральное распределение света во вспышке должно соответствовать излучению черного тела. Существенные отклонения итогового спектра от планковской кривой могут быть обусловлены либо особенностями кинетики свечения, либо поглощением или люминесценцией окружающих слоев кристалла.

Судя по характеру спектров, температура светящегося вещества во всяком случае достигает нескольких тысяч градусов, и естественно предположить, что оно находится в парообразном состоянии. Плотность пара можно оценивать разными способами. Точность каждого из них оставляет желать лучшего, но все они приводят к близким по порядку величины цифрам.

1. Если предположить, что разница в 10–20% между максимальным размером области свечения $2R_B$ и окончательным размером полости $2R_n$ есть следствие конденсации пара на ее стенки, то концентрация атомов в паре $n_n = 2(R_B^3 - R_n^3)n_T/R_B^3 < 2(1 - 0.8^3)n_T \cong n_T$, где $n_T \cong 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ — концентрация молекул в ШГК.

2. Для пластического деформирования окружающего кристалла напряжения должны превысить динамический предел текучести $\tau_d \cong 0.1 - 1.0$ кбар $[11-13]$. Следовательно, давление в полости $P > \tau_d$. С другой стороны, при больших плотностях $P < n_n k_b T$ и, значит, $n_n > \tau_d / k_b T \cong 10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$, если $T = 10^4$ К.

3. Объем расплава, образующегося по окончании свечения, можно оценить, считая, что вся энергия, высвободившаяся при остывании и конденсации пара, пошла на плавление твердой фазы. Действительно, за время вспышки $t < 10$ мкс тепло успевает распространиться в глубь кристалла на $2(\kappa t)^{1/2} \cong 10$ мкм, где $\kappa \cong 3.5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ — температуропроводность NaCl. Это не превышает размера трещиноватой зоны на рис. 2, в, которая предположительно совпадает с зоной плавления. Приняв для оценки, что объем расплава V_p в 5 раз превосходит объем полости V_n (рис. 2, в), пар полностью диссоциирован, его температура $T_n \cong 10^4$ К, температура плавления $T_p \cong 1000$ К, из энергетического баланса $((T_n - T_p)c_n + E_d/2)n_n + (hn_n/2n_T)V_n = V_p(\lambda + T_p c_T)$, где $h \cong 5 \text{ КДж/см}^3$ — теплота испарения, $\lambda \cong 1 \text{ КДж/см}^3$ — теплота плавления, $c_n \cong 1.5k_b \cong 2 \times 10^{-23} \text{ Дж/К}$ — теплоемкость атома пара, $c_T \cong 2 \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ — теплоемкость твердой фазы ШГК, $E_d \cong 4 \text{ эВ}$ — энергия диссоциации молекулы ШГК, легко опять получить, что $n_n \cong n_T$.

4. Если спектр есть результат наложения линий, то их ширина в этом случае должна достигать $\delta \cong 50$ нм. Штарковское уширение свободными электронами при концентрации последних $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_n \approx 5000$ К

приводит к $\delta \cong 10^{-3}$ нм [18]. Вплоть до $n_e \cong 10^{19}$ см $^{-3}$ δ растет пропорционально n_e [19] и достигает 1 нм. При $n_e > 10^{19}$ см $^{-3}$ плазма становится существенно неидеальной, и сказать что-либо определенное о степени ионизации вещества довольно трудно. Ясно, однако, что либо плотность электронов еще выше, а значит, $n_n > 10^{20}$ см $^{-3}$, либо остается предположить, что нужное уширение достигается за счет столкновений с нейтральными атомами того же элемента. Типичная ширина линии оценивается из соотношения $\Delta\omega[\text{с}^{-1}] \cong 10^{-7} n_n [\text{см}^{-3}]$ [19, с. 308]. При подстановке $\Delta\omega \cong 3 \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$ получается $n_n \cong 3 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$.

Как отмечалось выше, пар должен интенсивно поглощать на лазерной длине волны. Заметный на рис. 2,6 эффект экранировки лазерного излучения позволяет оценить снизу коэффициент поглощения пара на 10.6 мкм величиной $\alpha \approx 10^2$ см $^{-1}$. Одно лишь поглощение свободными электронами вполне может достичь этой величины. Так, взяв $n_e \cong 3 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, $T \cong 10^4$ К, оценив частоту столкновений как $\nu[\text{с}^{-1}] \cong 20 n_e [\text{см}^{-3}] / T^{3/2} [\text{К}] \cong 6 \cdot 10^{15}$ с $^{-1}$ [20] и воспользовавшись формулами теории Друде, получим $\alpha \cong 2.5 \cdot 10^3$ см $^{-1}$, т.е. все излучение поглощается на глубине в несколько мкм. Можно предположить, что дополнительное поглощение в исходно прозрачном материале связано именно с появлением горячего плотного пара. Вместе с тем не исключается возможность проявления и других механизмов, упомянутых во Введении.

В любом случае, очевидно, что скорость движения фронта непрозрачности (волны поглощения) оказывается зависящей от направления. Поскольку в ШГК тепло распространяется изотропно, то, вероятно, причиной является анизотропия их механических свойств. Причем можно обсуждать две возможности. Либо в кристалле образуется и распространяется ударная волна, способная порождать на своем фронте дефекты с низким потенциалом возбуждения, которые затем термически ионизируются, приводя к росту поглощения в веществе кристалла и, возможно, к излучению [21], и весь этот процесс проходит анизотропным образом. Либо фронт вспышки совпадает с границей кристалла и светящегося пара, а давление пара приводит к пластическому выдавливанию избыточного материала вдоль направлений легкого скольжения $\langle 110 \rangle$, как это видно из анализа дислокационной структуры вокруг очага пробоя [4]. При таком варианте можно сделать некоторые дополнительные оценки.

Судя по размерам и длительности вспышки, скорость распространения фронта свечения ограничена снизу величиной порядка 10^3 см/с. Для ее обеспечения необходимо удалять вещество с поверхности фронта со скоростью около 10^{10} атомных слоев в секунду. Если допустить, что перенос атомов в кристалле происходит путем движения призматических дислокационных петель ("карандашным скольжением" согласно [22]), то частота их испускания должна быть того же порядка. При давлении пара на уровне 1 кбар расстояние между соседними испускаемыми петлями в силу их взаимного отталкивания не может быть меньше 10^{-6} см [22]. Следовательно, их средняя скорость в начале пути должна составлять, как минимум, 10^4 см/с, а по мере удаления от границы она может еще увеличиваться за счет "подталкивания" дислокаций, движущихся следом, и, возможно, приблизиться к скорости звука, составляющей в NaCl $3 \cdot 10^5$ см/с. При этом может проявиться целый ряд особенностей: радикальное изменение структуры упругих полей и характера междис-

локационного взаимодействия, резкое возрастание переносимой дислокациями энергии и сопротивления материала пластическому течению. Не исключено, что именно этот механизм ограничивает эффективность дислокационного массопереноса при наращивании мощности лазерного воздействия: очевидно, что с какого-то момента напряжения не успевают релаксировать посредством пластического течения и поэтому раскрываются макротрещины.

Общая картина пробоя представляется следующей.

1. Поглощающее включение нагревается до нескольких тысяч градусов, что приводит к росту поглощения в окружающем веществе. Образуется частично ионизованный плотный пар, состоящий в основном из атомов щелочного металла и галогена. Давление пара, ограниченное сверху величиной $n_T k_B T \cong 1$ кбар при 10^4 К и 10^{21} см⁻³, превышает динамический предел текучести, и в окружающем кристалле вследствие пластической деформации начинается образование анизотропной полости.

2. После окончания лазерного импульса интенсивность свечения начинает снижаться [2,5]. При давлении порядка 1 кбар диссоциация молекулы типа NaCl должна происходить при температурах $6 \cdot 10^3 - 10^4$ К [23]. При остывании пойдет обратный процесс и выделяющаяся энергия приведет к дополнительному испарению: плотность пара может еще расти, а давление увеличиваться. Ниже $T \cong 6 \cdot 10^3$ К процесс остывания должен ускориться. Давление далее уже не может возрастать. Именно на этой или даже предыдущей стадии резонно ожидать прекращения пластической деформации: объем пара станет равным объему окончательной полости. Здесь анизотропия вспышки максимальна, поскольку при последующем неравновесном испарении неровности должны сглаживаться.

3. Ниже критической точки (для ШГК около 3500 К) становится возможным существование расплава. Примерно при такой же температуре пар становится насыщенным (для пара NaCl при 3400 К $P \cong 100$ атм [23]). Поэтому испарение сменяется конденсацией в расплав и плотность пара начинает падать. Твердое вещество в свою очередь тоже плавится. Температура при этом должна падать медленнее, чем на предыдущем этапе, поскольку поглощение тепла при испарении сменилось его выделением при конденсации. Этот факт может сказаться на спектре, и, вполне возможно, именно этим обусловлен подъем в красной области на рис. 1,б. По окончании этой стадии свечение полностью прекращается. Размер полости при плавлении сокращается, но вряд ли расплав заполняет ее всю, так как это привело бы к дополнительной пластической деформации и размер окончательной полости мог бы превысить размер вспышки. Полость с расплавленным слоем вокруг, очевидно, становится сферической. Здесь необходимо отметить, что на любой из описанных выше стадий может образоваться протяженная трещина, что приведет к расширению пара, его быстрому охлаждению и прекращению свечения.

4. При температуре около 1000 К (точка плавления ШГК при нормальном давлении) начинается затвердевание расплава: полость растет, продолжая сохранять сферическую форму. На последней стадии сконденсировавшийся расплав остывает до комнатной температуры. При этом вследствие быстрой кристаллизации образуются мелкие трещины, которые всегда видны вблизи полости.

- [1] Голубев В.С., Снопко В.И. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 1. С. 293–296.
- [2] Крутякова В.П., Смирнов В.Н. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 24. С. 1111–1114; ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 844–852.
- [3] Рогалин В.Е., Самойлова Т.И., Тищенко И.А. // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 12. С. 3549–3554.
- [4] Gorbunov A.V., Nadgornyi E.M., Val'kovskii S.N. // Phys. Stat. Sol.(a). 1981. Vol. 66. N 1. P. 53–63.
- [5] Горбунов А.В., Емелин В.Я., Классен Н.В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1383–1385.
- [6] Horrer R.W., Uhlmann D.R. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 10. P. 4023–4037.
- [7] Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. и др. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 3(9). С. 1030–1035.
- [8] Анисимов С.И., Макшанцев Б.И. // ФТТ. 1973. Т. 15. Вып. 4. С. 1090–1095.
- [9] Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. Вып. 1. С. 194–195.
- [10] Генкин В.Н., Миллер А.М., Соустов Л.В. // ЖЭТФ. Т. 79. Вып. 5. С. 1880–1887.
- [11] Miggi W.J., Anderson G.D. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 8. P. 3521–3525.
- [12] Даринская Е.В., Урусовская А.А., Беспалько А.А. и др. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 3. С. 940–941.
- [13] Даринская Е.В., Макаревич И.П., Мещеряков Ю.И. и др. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 5. С. 1564–1566.
- [14] Крутякова В.П., Смирнов В.Н. // ЖПС. 1980. Т. 32. Вып. 6. С. 1002–1008. Квантовая электрон. 1981. Т. 8. Вып. 9. С. 2017–2020.
- [15] Крутякова В.П., Смирнов В.Н., Файнберг Л.М. // ЖПС. 1984. Т. 41. Вып. 5. С. 736–738.
- [16] Горбунов А.В., Емелин В.Я., Классен Н.В. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Вильнюс, 1984. С. 166–167.
- [17] Крутякова В.П., Смирнов В.Н. // ЖПС. 1979. Т. 30. Вып. 5. С. 846–849.
- [18] Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. 452 с.
- [19] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319 с.
- [20] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
- [21] Кормер С.Б. // УФН. 1968. Т. 94. Вып. 4. С. 641–687.
- [22] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
- [23] Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник / Под ред. В.П. Глушко. М., 1962. Т. 1,2.

Институт физики твердого тела
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
3 декабря 1991 г.
В окончательной редакции
14 сентября 1992 г.