

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие интенсивного лазерного излучения на газовые и конденсированные среды может сопровождаться оптическим пробоем и разрушением твердотельных мишеней. Исследования оптического пробоя вещества ведутся практически с момента создания мощных твердотельных лазеров.

В процессе этих исследований было обнаружено интересное пороговое явление – возникновение вблизи поверхности твердого тела плазмы. Такую плазму называют приповерхностной лазерной плазмой (ПЛП). Было установлено, что интенсивность лазерного излучения, необходимое для образования ПЛП составляет $q \sim 10^7$ Вт/см², что на два-три порядка меньше порога оптического пробоя в воздухе в условиях отсутствия твердого тела. Исследование механизмов и выяснение причин низкопорогового оптического пробоя (НОП) является актуальной задачей. Интерес к этой проблеме продиктован как необходимостью выяснения фундаментальных вопросов физики взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом, так и для решения ряда прикладных проблем - созданием оптических материалов, пригодных для применения в мощных лазерных системах, развитием методов лазерной искровой спектроскопии, разработкой лазерных технологий.

Существует целый ряд предположений о механизмах оптического пробоя твердых тел. Различают два вида пробоя - собственный и несобственный. Под собственным пробоем понимают пробой, инициируемый в самой матрице и не связанный с наличием в материале дефектов. К механизмам собственного пробоя относят лавинную и многофотонную ионизацию и пороговое сужение запрещенной зоны диэлектрика. Собственные механизмы пробоя, определяющие предельные значения лучевой прочности оптических материалов (10^{11} - 10^{13} Вт/см²) реализуются при острой фокусировке излучения. Последнее связано, в частности, с необходимостью исключения влияния на развитие пробоя в

облучаемой области различного рода дефектов, прежде всего поглощающих неоднородностей (ПН). К настоящему времени надежно установлено, что в подавляющем большинстве случаев лучевая прочность реальных сред ограничена развитием несобственного пробоя, инициируемого нагревом поверхностных неоднородностей. Нагрев их ведет к разрушению материала, обусловленному появлением локальных проплавов, разрастанию размеров поглощающей области вокруг ПН за счет включения различных механизмов нелинейного поглощения, обусловленных термо- или фотоионизацией матрицы излучением нагретой ПН, протеканием термохимических и фотохимических реакций, возникновению термических напряжений.

Наличие в материале ПН ведет не только к снижению порога пробоя на несколько порядков по сравнению с порогом собственного пробоя, но и к зависимости порога от размера облучаемой области.

В настоящее время существует несколько теоретических подходов к описанию явления НОП. Предложенные модели отличаются оценкой роли испарения мишени и лавинной ионизации окружающего мишень газа в механизме образования поверхностной плазмы. Так, например, в ряде работ была развита модель «вспышки поглощения», в основе которой лежит испарение вещества мишени и самоускоряющийся процесс поглощения лазерного излучения в парах, сопровождающийся быстрым ростом их температуры.

Другой подход предполагает в качестве основного механизма образования поверхностной лазерной плазмы лавинную ионизацию в прилегающих к мишени слоях газа, порог которой снижается благодаря электронной эмиссии с мишени.

Проверка справедливости той или иной модели требует проведение экспериментов с широким варьированием параметров лазерного излучения и типов твердых тел, отличающихся физико-химическими, теплофизическими, механическими и оптическими характеристиками. При этом крайне ценную информацию дают пороговые, временные, пространственные и спектральные

характеристики лазерной плазмы, образующейся на поверхности твердых тел различных классов.

В связи с этим, в настоящей работе были поставленные следующие цели и задачи.

Цель работы:

- Изучить закономерности образования приповерхностной лазерной плазмы (ПЛП), образующейся при возбуждении металлических мишеней первой гармоникой неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм).

Задачи исследований.

- Исследование пространственного распределения свечения в образцах меди, латуни и титана при лазерном воздействии.
- Измерение порогов поверхностного оптического пробоя металлических мишеней.
- Измерение временных и спектральных характеристик ПЛП.
- Изучение влияния многоимпульсного воздействия лазерного излучения на характеристики ПЛП.

В качестве основных методы исследований использовались - метод импульсной спектрометрии и метод оптической микроскопии.

В результате исследований были определены: энергетические пороги плазмообразования, пространственные и временные характеристики поверхностной лазерной плазмы.

Научная новизна.

- Установлено, что основным механизмом образования ПЛП при низких плотностях энергии ЛИ, является низкопороговый оптический пробой на поглощающих неоднородностях (ПН).
- Обнаружен эффект «отжига» поглощающих неоднородностей в процессе многоимпульсного возбуждения лазерным излучением.

Практическая значимость.

Экспериментальные результаты, полученные в работе, могут быть полезны для разработки метода контроля оптической прочности конструкционных элементов мощных лазеров.

Защищаемые положения.

Образование ПЛП в металлических мишенях при воздействии первой гармоникой неодимового лазера, происходит вследствие развития низкопорогового оптического пробоя на поглощающих неоднородностях.

Роль таких неоднородностей могут выполнять химические (окисные пленки, примеси) и физические дефекты (трещины, чешуйки и др.).

1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Физические представления об оптическом пробое конденсированных сред (собственный оптический пробой)

В 1963 году Терхьюн сообщил о повреждении прозрачного диэлектрика и образовании искры в воздухе при фокусировании луча рубинового лазера. Важность этого явления для получения с помощью лазерного излучения (ЛИ) плотной плазмы и для изучения характеристик распространения мощного лазерного луча в твердых телах, жидкостях и газах стала очевидной. Однако явление электрического пробоя в прозрачных оптических материалах долго оставалось темой эмпирических исследований.

Оптический пробой, есть катастрофическое развитие повреждения, возникающего под действием лазерного излучения на прозрачную среду [1]. При определенных значениях плотности мощности излучения, прозрачные материалы не взаимодействуют с излучением, а просто пропускают его. Это приводит только к нагреванию объекта. Механизмы пробоя различны и могут действовать одновременно. У диэлектриков наблюдается статистический разброс значений порога пробоя, это связано с неоднородностями материалов. Поэтому, следует разделять разрушения прозрачных твердых тел на разрушения в идеально чистых средах, и на разрушения связанные с наличием дефектов и включений в телах.

В чистых оптических средах оптический пробой аналогичен пробоем в газе, а в телах с неоднородностями – это локальный нагрев этих дефектов. Пробой зависит от мощности излучения, а нагрев от энергии излучения. Но, в реальной жизни, идеально чистых оптических сред не существует, и поэтому оба процесса разрушения оптических твердых тел реализуются одновременно.

Рассмотрим пробой в идеально чистых диэлектриках, находящихся в разных агрегатных состояниях.

Оптический пробой имеет отличительные черты физического процесса, которые не меняются: прозрачное нейтральное вещество ионизируется, образуется плазма, при достижении плотности критических значений, лазерное излучение будет поглощаться в плазме, нагревая её до высоких температур. Достигнув больших интенсивностей лазерного излучения, необходимо принять во внимание нелинейные эффекты при поглощении света. Так же, изменяется поглощение среды при оптическом пробое, из-за того, что агрегатное состояние среды меняется.

Получение идеальных чистых прозрачных сред, практически не решаемая задача. В любом кристалле или стекле имеются примеси, которые отличаются по показателю преломления и коэффициенту поглощения от основного материала. Обычно, появление таких примесей обусловлено процессом производства стекла или кристаллов. При варке стекла в платиновых тиглях, частицы платины попадают в общую массу. Коэффициент поглощения таких локальных неоднородностей 10^2 - 10^3 см^{-1} при среднем для всей массы стекла 10^{-3} - 10^{-5} см^{-1} , как видно превышение коэффициента преломления локальной области на много порядков. При соблюдении жестких требований к оборудованию для выращивания кристаллов и высоких требований к сырью, получается, выращивать кристаллы с минимальным количеством примесей, таких, например, как KCl, NaCl. В этом случае, можно принять пробой этих кристаллов, как пробой идеально чистых сред.

1.1.2 Многофотонная и лавинная ионизация

Теории начальной стадии электрического пробоя в световом луче разработаны достаточно подробно, особенно для газов. Райзер Ю.П. [2] показал, что основными процессами в начальной стадии образования плазмы в прозрачных газах являются многофотонная ионизация или лавинная

ионизация. Первые электроны появляются благодаря зависящему от частоты туннельному эффекту. Келдыш [3] показал, что на высоких частотах туннельный механизм эквивалентен многофотонной ионизации. Свободные электроны могут ускоряться в переменном электрическом поле. На низких частотах этот процесс вместе с соударениями электронов приводит к джоулевому нагреву.

Процесс многофотонного поглощения, связанный с переходами из валентной зоны в зону проводимости, считается одним из важнейших нелинейных механизмов, ответственных за лазерное разрушение. В этом случае имеет место весьма резкая зависимость порога разрушения от частоты в этой области спектра, где с увеличением частоты происходит изменение числа фотонов (от трех до двух, например), перекрывающих запрещенную зону.

Электронная лавинная ионизация, обусловленная лазерным излучением, так же является одним из механизмов, который определяет пробой в чистых кристаллических или аморфных веществах и жидкостях.

Механизм пробоя представляет собой создание свободных электронов, быстрый локальный нагрев среды, развитие электронной лавины, повышении давления и разрушения среды. Поэтому, при электронной лавине, большое значение имеет плотность свободных электронов в среде, частота столкновений электрона с третьим телом. Для развития электронной лавины достаточно одного начального свободного электрона.

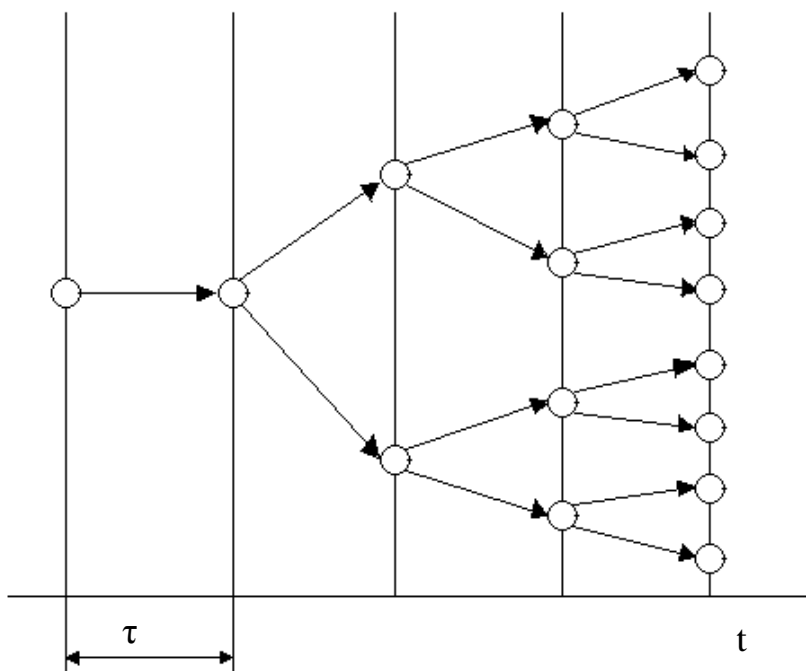


Рис1.1 Схема лавинного размножения электронов во времени.[1]

Сравнивая процессы протекания оптического пробоя в газе и твердом теле, обнаруживается, что концентрация электронов в зоне проводимости на много порядков превышает концентрацию свободных электронов в газе. Энергия, которую необходимо набрать электрону в зоне проводимости, равна ширине запрещенной зоны, которая меньше потенциала ионизации свободного атома. Пороговое же условие размножения свободных электронов достигается тогда, когда суммарный эффект за время действия лазерного импульса будет больше ширины запрещенной зоны.

Электронная ионизация, способствующая появлению плазмы, осуществляется соударением свободных электронов и нейтральных атомов.

Для упрощения сложной квантовой модели лавинной ионизации, Вейко В.П. [1] сделал допущение. Заключается оно в том, чтобы разделить процесс появления первичных электронов и само лавинное размножение.

Плотность первичных электронов, которые появились в процессе многофотонной ионизации, находится по формуле:

$$n_{e0} = \Xi I_{\lambda}^{K\phi} \quad (1.1)$$

Где I_{λ} – интенсивность излучения лазера, Ξ – параметр, который пропорционален длительности лазерного импульса, n_{e0} – электронная плотность.

Скорость размножения электронов:

$$\frac{dn_e}{dt} = (v_i - v_p)n_{e0} \quad (1.2)$$

Где v_i – скорость ионизации, v_p – скорость потерь. Из этого выражения следует, что

$$n_e(t) = n_{e0} \exp[(v_i - v_p)t] \quad (1.3)$$

Для того чтобы произошёл оптический пробой, величина n_e должна иметь критическое значение порядка 10^8 см^{-3} , которое соответствует начальной фазе появления плазмы под действием лазерного импульса. [1]

1.2 Оптические свойства реальных материалов (несобственный оптический пробой на поверхности)

По своей природе, все доступные материалы имеют неоднородности, как уже говорилось ранее, идеально чистых сред очень мало. Под действием лазерного излучения, образец претерпевает механические изменения. Эти изменения имеют тепловой характер, ведь, падающее излучение поглощается поверхностью и в объеме вещества. Основную роль в развитии пробоя на поверхности твердых мишеней играют физические и химические

неоднородности. Такие локальные области, имеющие отличные от общей массы коэффициенты поглощения, нагреваются быстрее и приводят к разрушению прозрачной среды под действием лазерного излучения.

Общеизвестно, что пробой на поверхности, как правило, имеет меньший порог, чем пробой в объеме материала. Результаты исследований свидетельствуют о том, что поверхностная лазерная плазма образуется с помощью тех же механизмов, что и при объемном пробое.

При поглощении излучения поверхностными неоднородностями (дефектами), происходит увеличение температуры и повышения давления в локальных областях, которое приводит к растрескиванию кристалла или стекла в области вокруг неоднородности.

Наличие химических неоднородностей, обуславливается, тем, что в процессе подготовки образца к облучению лазерным излучением, проводится механическая обработка. Такие посторонние соединения отличаются коэффициентом поглощения. Так, в работе [4] исследовались алюминиевые сплавы, прошедшие обработку инструментом. АЛ-9, АЛ-24, АЛ-23 были отполированы абразивом и проточены алмазом. Химический состав сплава АЛ-9 : Al - 89,6 ÷ 93,8 %, Si – 6 ÷ 8 %, Mg – 0,2 ÷ 0,4 %, Fe до 1,5 % . АЛ-23 : Al - 92,05 ÷ 93,88 %, Si – до 0,2 %, Mg – 6 ÷ 7 %, Fe до 0,2 %. АЛ-24 : Al – 91,9 ÷ 94,7 %, Si – до 0,3 %, Mg – 1,5 ÷ 2 %, Fe до 0,5% [5]. Сплавы применяются для изготовления фасонных отливок. Сплав АЛ-9 имеет очень высокую герметичность, сплавы АЛ-23 и АЛ-24 коррозионно-стойкие сплавы. В сплаве АЛ-9 присутствуют включения второй фазы Mg_2Si и $CuAl_2$, в сплаве АЛ-23 Al_3Mg_2 , Al_2Ti , Al_3Zr . Различие частиц второй фазы в двух сплавов в том, что частицы АЛ-23 имеют больший размер и низкую плотность распределения по поверхности, чем в образцах АЛ-9. У образцов АЛ-24 наблюдается увеличение размеров частиц и ещё меньшая плотность распределения. [4]

Оптическое поглощение излучения на поверхности мишени определяется размером, составом и плотностью распределения по

поверхности частиц. Из-за того, что состав и размеры частиц отличаются, оптическое поглощение на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм будет неоднородным. По итогам исследования, стало ясно, что чем выше плотность распределения по поверхности частиц второй фазы, тем больше поглощение лазерного излучения и тем при более низких интенсивностях возникает плазма.

На поверхности материала также имеются неоднородности, дефекты и прочие механические искажения образца. Появление таких дефектов, обычно связано с обработкой инструментом материала, старением поверхности в процессе хранения. К таким собственным микронеднородностям относят: сферические поры, цилиндрические канавки, трещины, чешуйки, шероховатости, микроострия. Между собой они отличаются геометрическими размерами и формой, характером взаимодействия с падающим лазерным излучением.

Присутствие на специально обработанных оптических поверхностях канавок и прочих физических дефектов снижает порог пробоя в 4 раза по сравнению с пробоем в объеме.[6] Для подтверждения этого, нужно чтобы физические дефекты имели размеры меньше длины волны. Этого можно достигнуть, если использовать специально обработанную оптику. Такие неровности представляют собой затравку для развития пробоя, на них происходит концентрация силовых линий. Представив, трещину как полый дискообразный эллипсоид, с условием, что силовые линии перпендикулярны диску, получим, то, что электрическое поле на краях эллипсоида увеличивается в $\varepsilon = n^2$. Поэтому порог пробоя на поверхности достигается при меньшей плотности потока, чем в объеме.

При рассмотрении теплового взаимодействия падающего лазерного излучения и поверхности, нужно понимать, что не все дефекты нагреваются равномерно. Из-за частичной или полной теплоизоляции от материала нагрев неоднородностей идёт быстрее, чем нагрев основного материала. Чешуйки имеют слабый тепловой контакт с поверхностью. При взаимодействии падающего лазерного излучения, они первыми взаимодействуют с

излучением, и соответственно, развитие пробоя будет наблюдаться вблизи неоднородностей. В ряде экспериментов, были получены результаты, по которым можно сказать, что чешуйки носят характер затравочных центров для развития поверхностной лазерной плазмы (ПЛП). [7]

Чешуйки – это тонкие слои металла, которые теплоизолированы от подложки. Их толщина всего лишь доли микрон, линейный размер до десятков микрон. Концентрация на поверхности колеблется от 10^3 до 10^5 см⁻².

В работе[8] были получены результаты, в которых наблюдалось неоднородное точечное свечение зеркал. Исследовался пробой воздуха вблизи металлических зеркал, под действие неодимового лазера со следующими параметрами: $\tau = 0,4$ мкс, диаметр пятна $d = 0,5$ см. В экспериментах наблюдалась точечная структура свечения. Установлено, что пространственное распределение микроплазм индивидуально для различных материалов. Алюминиевое зеркало имеет плотность локальных зон свечения $5 \cdot 10^4$ см⁻², стальное и медное зеркало на два порядка меньше. Можно сказать, что свечение и его структура определяется самими неоднородностями.

При использовании CO₂ - лазера ($\tau = 1,5$ мкс), на мишени из алюминия получались похожие результаты. До пробоя воздуха началось появление светящихся точек, далее эти точки стали началом развития микрофакелов, которые потом слились в один плазменный факел. Плотность горячих точек при облучении лазерным импульсом от CO₂ - лазера составила $2 \cdot 10^5$ см⁻², при пороговой плотности энергии $\sim 1,7$ Дж/см² и длительности импульса 10^{-7} – 10^{-8} с.

В работе [9] представлены результаты экспериментального исследования радиационно-газодинамических процессов импульсного оптического пробоя в условиях лазерной абляции металлических мишеней в газовых средах. Установлено, что при относительно низких плотностях потока мощности излучения $I_0 \approx 10^5 \dots 10^6$ Вт/см², достаточных для испарения мишени. Температура и плотность паров сравнительно невелики и они

прозрачны для падающего лазерного излучения. При более высоких плотностях потока ($I_0 > I_0^*$, где I_0^* - пороговая интенсивность оптического пробоя) пары вследствие поглощения лазерного излучения нагреты до температуры термической ионизации и у поверхности возбуждаемой мишени возникает слой плазмы. Расширение приповерхностного слоя плазмы в атмосферу приводит к формированию в газе волны поглощения лазерного излучения, изменяющей последующий процесс взаимодействия. Неравновесный процесс «вспышки поглощения» носит пороговый характер. Динамика этого процесса зависит от оптических и теплофизических свойств вещества мишени и параметров лазерного излучения. Низкопороговый оптический пробой, связанный с испарением поверхностного примесного слоя мишени и последующий пробой в парах мишени аналогичны по динамике оптическому объемному пробоя газа с учетом термоэмиссии и лавинной ионизации в приповерхностных областях контактных зон, нагрева газа сильной ударной волной, возникающей при разлете паров. Измерение порогов и исследование условий возникновения плазмы у поверхности твердых мишеней в газе, проведенное в работе [10], показывает, что среди факторов, которые могут влиять на развитие процесса быстрой ионизации, следует учитывать следующие. Протекание химических реакций между светоэрозийными парами и окружающей средой; возрастание напряженности электрического поля световой волны; автоэлектронную эмиссию на микронеоднородностях поверхности мишени.

Измерения порогов формирования ПЛП в [11], показывают также, что пороги для различных металлов и диэлектриков отличаются не более чем в 5-6 раз, и, как правило, возрастают при многократном воздействии на одну и ту же зону мишени, что объясняется очисткой ее поверхности от примесей и уменьшением числа дефектов структуры и микронеоднородностей.

В работе [12] было обнаружено существенное снижение порога пробоя воздуха при фокусировке излучения вблизи или на поверхность твердой мишени по сравнению со случаем свободного воздуха. В зависимости от

материала мишени и степени чистоты ее поверхности порог пробоя по интенсивности излучения S снижался на 2-3 порядка и лежал, как правило, в пределах $3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$ Вт/см². Этот эффект, названный в [1] низкопороговым пробоем газа вблизи твердой мишени подвергался детальному изучению. Низкопороговый пробой был обнаружен именно с CO₂-лазером и не наблюдался в видимом и ближнем ИК-диапазонах длин волн (если и проявляется, то слабо). Это обусловлено двумя причинами. Первая из них заключается в том, что в этом диапазоне длин волн почти не существует «прозрачных веществ» находящихся в конденсированной фазе (коэффициенты поглощения большинства твердых и жидких веществ составляют сотни, а чаще тысячи см⁻¹. На открытой поверхности ТТ всегда присутствует физически или химически адсорбируемый примесный слой. Такой сильнопоглощающий (диэлектрический) слой, в частности, всегда существует и на поверхности металлических мишеней (в том числе металлических зеркал), если не предприняты специальные меры по очистке поверхности перед ее облучением. Порог интенсивного (развитого) испарения достигается при условии: $S > S_{\text{исп}} \sim \rho q / \mu t$, где q - удельная (на единицу массы) теплота испарения поверхностного слоя, ρ - его плотность, t - время облучения, μ - коэффициент поглощения. Теплопроводность χ не влияет на порог развитого испарения.

В типичных условиях, когда $\rho q \sim (10^3 - 10^4)$ Дж/см³, $\mu \sim 10^3$ см⁻¹, $t \sim 10^{-6}$ с, имеем $S_{\text{исп}} \sim 10^6 - 10^7$ Вт/см².

Механизм инициирования заключается в том, что сначала возникает оптический пробой в плотном «горячем» паре поверхностного вещества мишени. Развитие электронной лавины (пробоя) в паре является более низкопороговым процессом, чем развитие электронной лавины в самом окружающем газе. Плотность пара в приповерхностной области составляет $n \geq 10^{20}$ см⁻³, а степень его термической ионизации порядка 10^{-4} . Пар можно считать атомарным. При такой высокой степени ионизации пара он сразу

оказывается в «предпробойном» состоянии по отношению к падающему на него ЛИ.

При $S_{исп} \sim 10^7$ Вт/см² всегда оказываются существенными энергетические потери электронов на неупругие соударения с атомами пара.

Оптический пробой пара, обладая свойствами взрыва, возбуждает в окружающем мишень газе ударную волну (УВ). Наличие УВ в окрестности мишени приводит к механическому воздействию лазерной искры на мишень.

Авторами работы [13] исследовалась пороговая интенсивность пробоя $S_{пр}$ в зависимости от материала мишени и размеров пятна облучения. Пробой газа регистрировался визуально и с помощью кинокамеры СФР по возникновению вблизи поверхности мишени яркой вспышки, сопровождаемой характерным звуковым «щелчком». В каждом выстреле контролировалась временная форма и энергия ЛИ, изменение которой осуществлялось с помощью калиброванных фильтров из полиэтилена. Площадь пятна облучения составляла $\sim 1,65$ мм², длительность ЛИ $\tau = 2,5$ мкс. Установлено, что пороги пробоя воздуха вблизи всех исследованных материалов близки между собой и лежат в диапазоне 5-12 МВт/см². Исключение составляет лишь тефлон (20-30 МВт/см²). Роль окисных пленок в механизме инициирования пробоя, по-видимому, не имела определяющего значения (золото, медь и др.).

Исследование режимов движения ПЛП вблизи латунной мишени проводилось методом скоростного фотографирования с помощью камеры СФР. Одновременно осуществлялась теневая диагностика УВ. Показано, что в зависимости от интенсивности ЛИ, определяющей степень поглощения лазерной энергии в плазме пробоя, можно выделить следующие режимы создания и распространения лазерной плазмы:

1. Пороговый – лазерная энергия выделяется вблизи поверхности мишени.
2. Детонационный – вся энергия ЛИ выделяется в узкой области за фронтом УВ. Зона энергосвободы отрывается от поверхности мишени,

лишенная энергетической поддержки плазма канала световой детонации при разлете в воздух является источником цилиндрической УВ.

3. Переходный от порогового к детонационному – происходит непрерывное поглощение энергии ЛИ всем плазменным облаком.

Таким образом, в настоящем обзоре обобщены различные случаи возникновения ПЛП и существующие представления об этом физическом объекте. Рассматривается преимущественно воздействие CO_2 и Nd-лазеров на различные металлы и диэлектрики, находящиеся в атмосферном воздухе или других газовых средах.

В многочисленных работах показано, что формирование первичных очагов ПЛП связано с состоянием поверхности облучаемых мишеней и мощностью лазерного импульса. При этом интенсивности лазерного излучения лежат в диапазоне $10^5 - 10^{10}$ Вт/см². Этот диапазон характерен для различных режимов лазерной обработки материалов.

1.3 Постановка цели и задачи исследований

В настоящее время существует несколько теоретических подходов к описанию явления низкопорогового оптического пробоя (НОП). Предложенные модели отличаются оценкой роли испарения мишени и лавинной ионизации окружающего мишень газа в механизме образования приповерхностной лазерной плазмы (ПЛП).

Проверка справедливости той или иной модели требует проведение экспериментов с широким варьированием параметров лазерного излучения и типов твердых тел, отличающихся физико-химическими, теплофизическими, механическими и оптическими характеристиками. При этом крайне ценную информацию дают пороговые, временные, пространственные и спектральные характеристики лазерной плазмы, образующейся на поверхности твердых тел различных классов.

Цель работы:

- Изучить закономерности образования приповерхностной лазерной

плазмы (ПЛП), образующейся при возбуждении металлических мишеней первой гармоникой неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм).

Задачи исследований.

- Исследование пространственного распределения свечения в образцах меди и титана при лазерном воздействии.
- Измерение порогов поверхностного оптического пробоя металлических мишеней.
- Измерение временных и спектральных характеристик ПЛП.
- Изучение влияния многоимпульсного воздействия лазерного излучения на характеристики ПЛП.

2 Методика эксперимента и экспериментальные результаты

2.1 Образцы для исследования

В качестве исследуемых материалов использовались образцы из латуни, дюралюминия и титана. Образцы представляли собой пластинки, толщиной от 1 до 4 мм. Одна из сторон пластин подвергалась полировке с

помощью абразива. Другая сторона пластин - формировалась обработкой на токарном станке. Образцы из меди не обрабатывались и были покрыты окислами меди.

2.2 Методика эксперимента

Экспериментальная установка для исследования низкопорогового оптического пробоя, инициируемого лазерным излучением на поверхности металлических мишеней, приведена на рисунке 2.1.

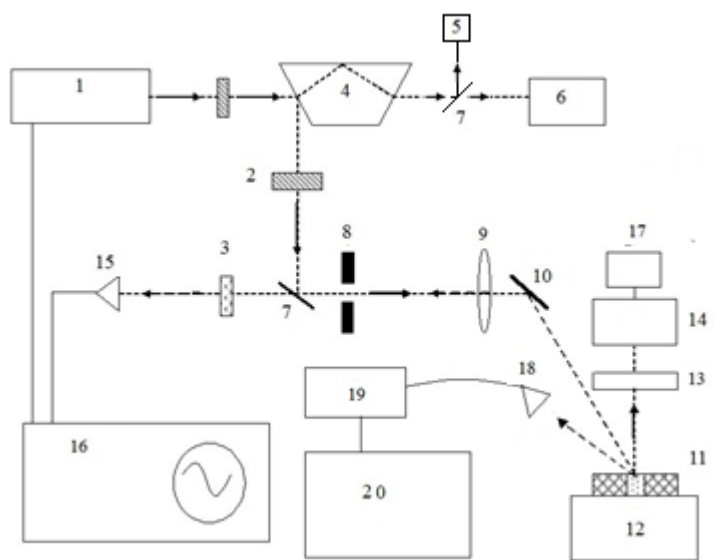


Рис. 2.1 – Экспериментальная установка для исследования поверхностной лазерной плазмы

1 – неодимовый лазер; 2 – нейтральные светофильтры; 3 – полосовые светофильтры; 4 – призма Дове; 5 – ФЭК; 6 – калориметр ИКТ-1Н; 7 – интерференционное зеркало; 8 – формирующая диафрагма; 9 – объектив; 10 – поворотное зеркало; 11 – образец; 12 – металлическое основание; 13 – защитная пластинка; 14 – микроскоп; 15 – фотоэлектронный умножитель зонного обзора; 16 - цифровой осциллограф; 17 – камера SONY α 500; 18 – оптоволокно; 19 – спектрометр AvaSpec DUAL; 20 – ПК

В качестве источника возбуждения в экспериментах использовался YAG:Nd³⁺ -лазер (1) LQ929 (SOLAR Laser Systems, г. Минск), работающий в режиме модуляции добротности (1,06 мкм, 16 нс)., в качестве которого использовался колориметр ИКТ-1Н. Часть лазерного излучения отводилась с помощью призмы Дове (4) на измеритель энергии лазерного импульса ИКТ-

1Н (6) и интерференционным зеркалом (7) на фотоприемник ФЭК-1 (5) для измерения длительности и формы лазерного импульса. Средняя плотность энергии в пятне облучения изменялась от 0,5 до 5 Дж/см². Энергия импульса на поверхности образца измерялась пироэлектрическим измерителем энергии и варьировалась с помощью калиброванных стеклянных фильтров (2,3).

Лазерный пучок формировался с помощью диафрагмы (8) линзы (9) (фокусное расстояние 0,3 м) в пятно диаметром 2 мм и направлялся под углом 85° на открытую поверхность образца, расположенного на столике микроскопа МПД-10 (14) в атмосферном воздухе. Кинетика свечения поверхности возбуждаемых мишеней регистрировались ФЭУ (15) и осциллографом DPO 3034 (16). Пространственная картина распределения свечения по облучаемой поверхности исследуемых мишеней фотографировалась фотоаппаратом SONY 500 (17) через микроскоп МПД-10. Временное разрешение измерительной системы составляло ~10 нс, пространственное ~50 мкм.

2.3 Экспериментальные результаты и их обсуждение

Установлено, что возбуждение металлических мишеней первой гармоникой неодимового лазера (1,06 мкм, 16 нс) с плотностью потока мощности выше пороговой ($H > 10^6$ Вт/см²) сопровождается образованием поверхностной лазерной плазмы (ПЛП), оптические характеристики которой (порог формирования, интенсивность, пространственное распределение, спектральный состав и кинетика свечения), определяются параметрами ЛИ, типом возбуждаемой мишени и присутствием на ее поверхности поглощающих неоднородностей (ПН), в качестве которых могут выступать физические и химические дефекты – трещины, шероховатости, дислокации, примеси и окисный слой на поверхности не обработанных металлов.

2.3.1 Оптические характеристики ПЛП не полированных образцов меди

Спектры свечения ПЛП.

Фотографии свечения приповерхностной лазерной плазмы, образующейся вблизи облучаемой поверхности не полированной медной пластины, и спектры ПЛП приведены на рис. 2.2-2.4.

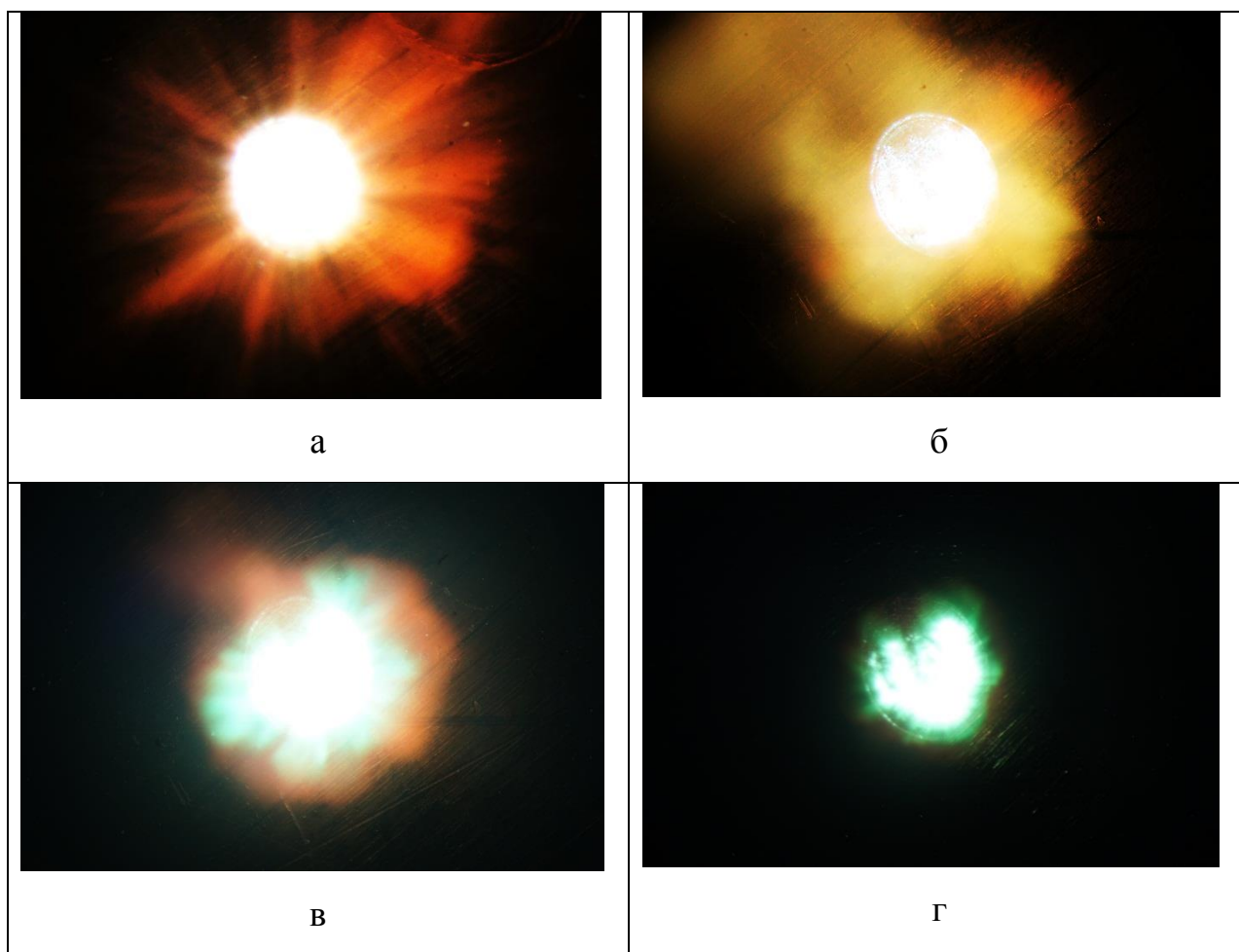
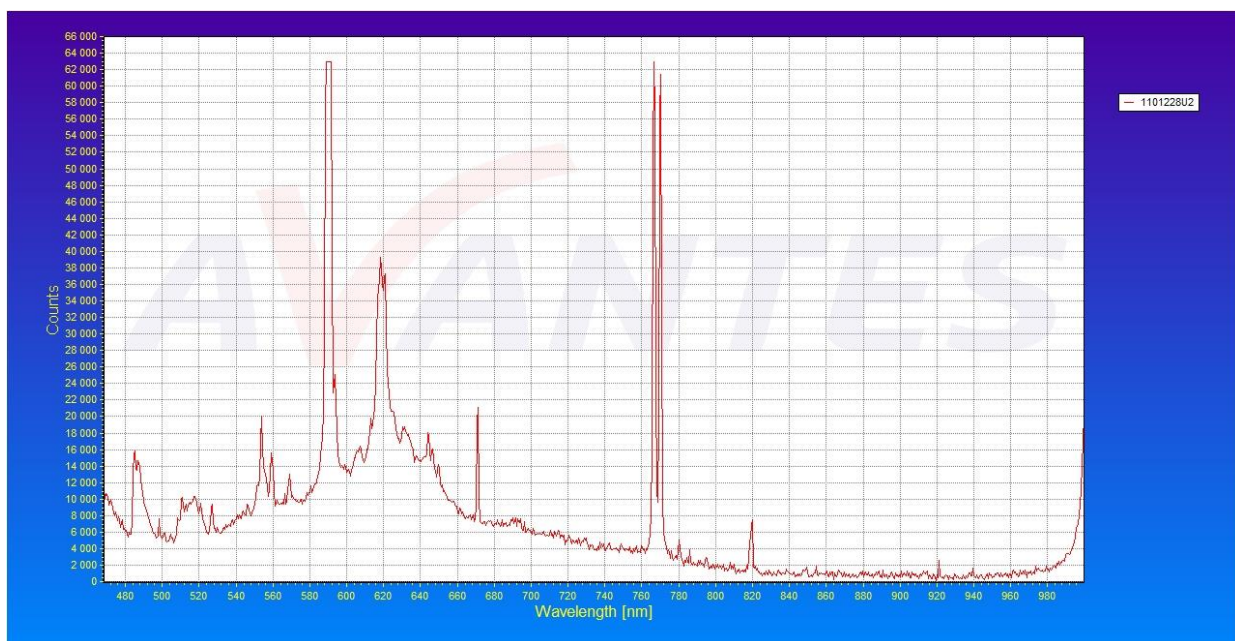


Рис.2.2. Фотографии свечения приповерхностной лазерной плазмы (ПЛП).

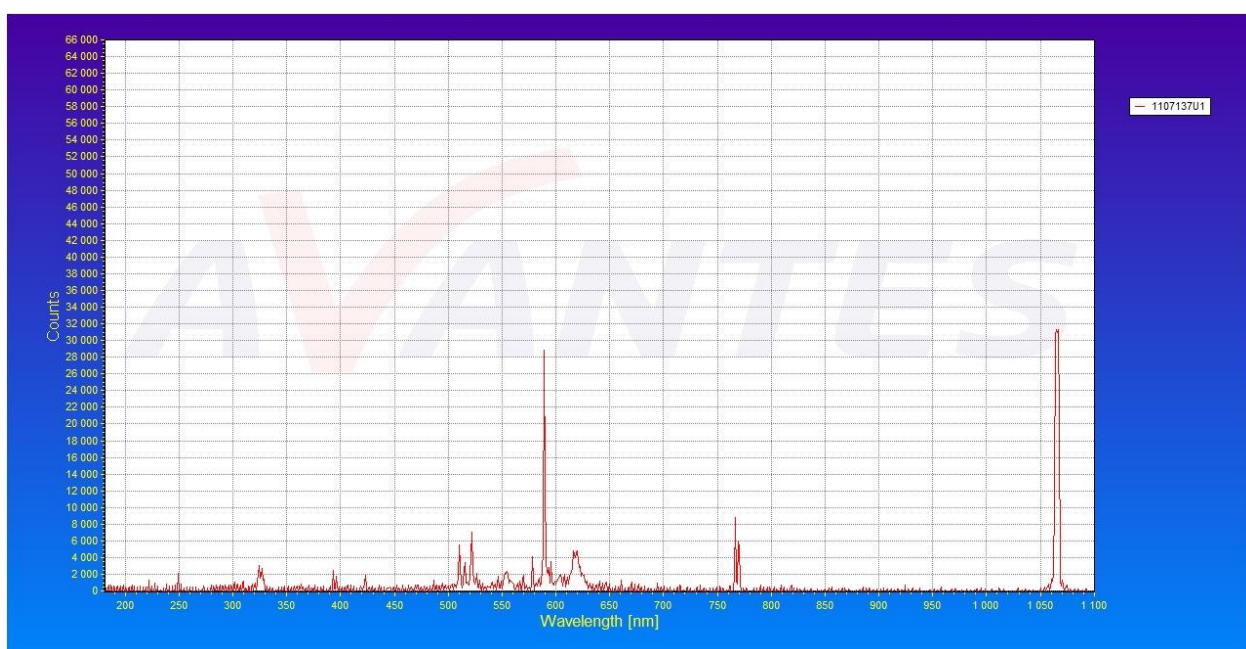
Образец - не полированная медь:

а, б: 1- импульс облучения для 2 зон поверхности при ($H = 1,5 \text{ Дж/см}^2$);

в, г: 1 и 10 импульсы облучения ($H = 2,5 \text{ Дж/см}^2$)

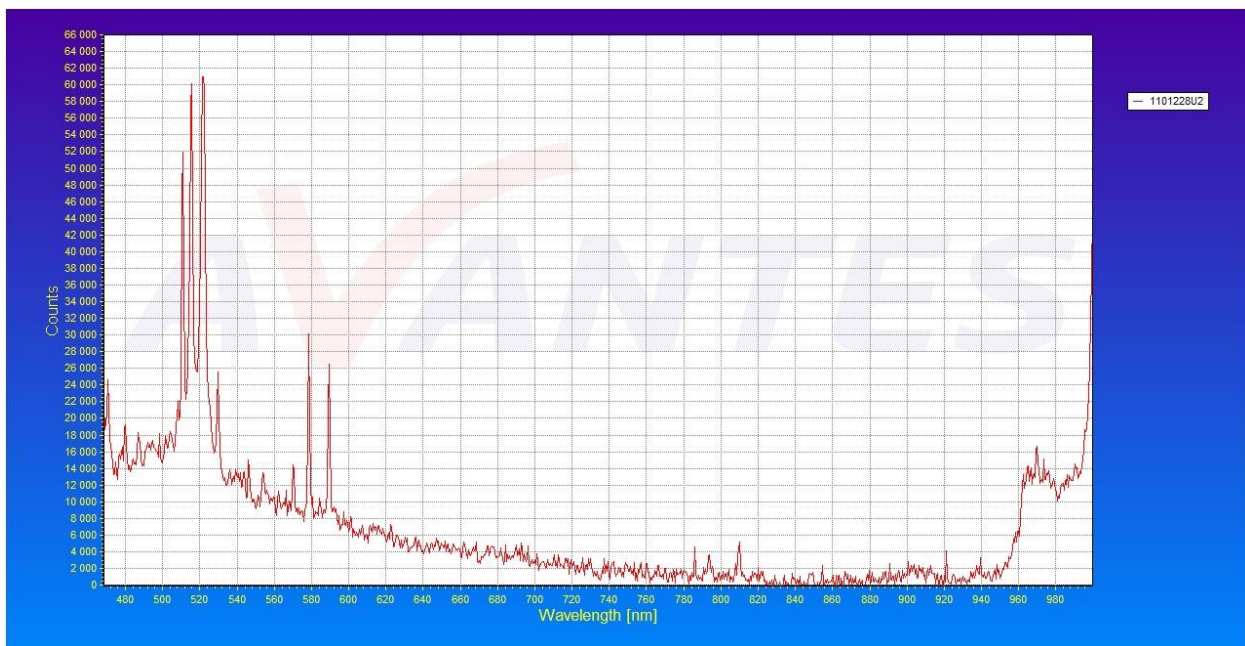


а

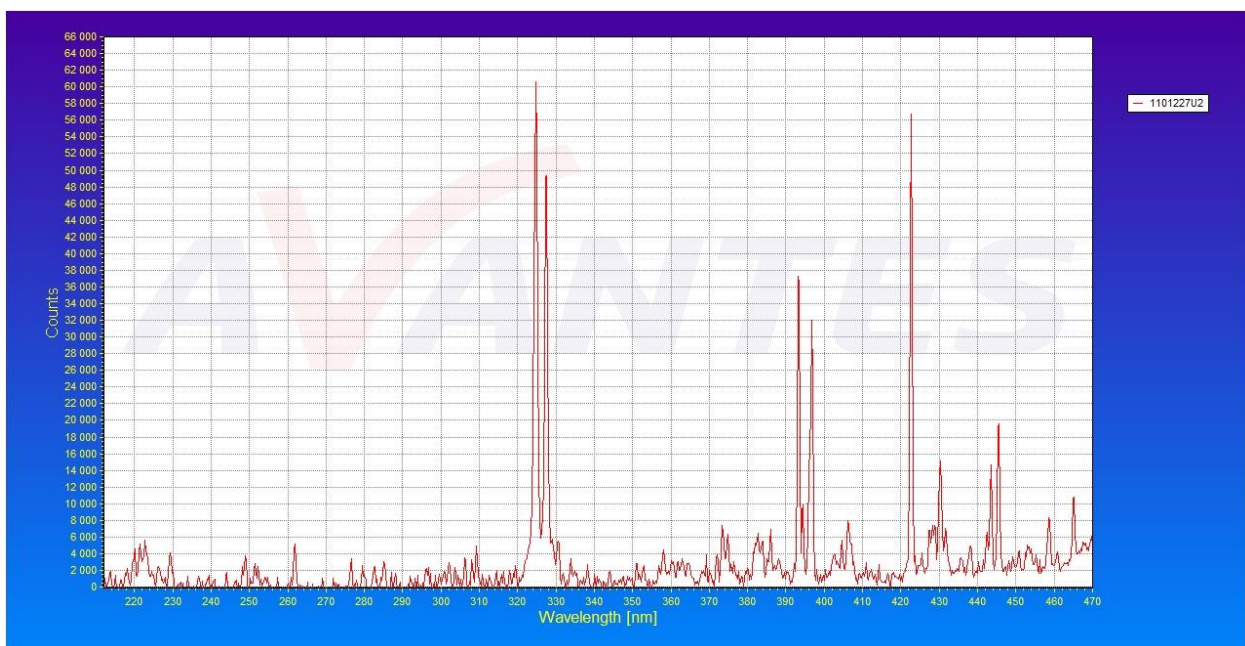


б

Рис. 2.3 Спектры свечения ПЛП. Образец - не полированная медь:
 а – 1- импульс облучения при $H = 1,5 \text{ Дж/см}^2$;
 б – 1 - импульс облучения $H = 2,5 \text{ Дж/см}^2$



а



б

Рис. 2.4 Спектры свечения ПЛП, образующейся на поверхности не полированной меди: а – 3; б – 4 импульсы возбуждения. $H = 4 \text{ Дж/см}^2$

Анализ многочисленных цветных фотографий и спектров ПЛП, полученных при $3 > H > 0,3$ Дж/см² в серии последовательных импульсов возбуждения позволяют сделать следующее заключение.

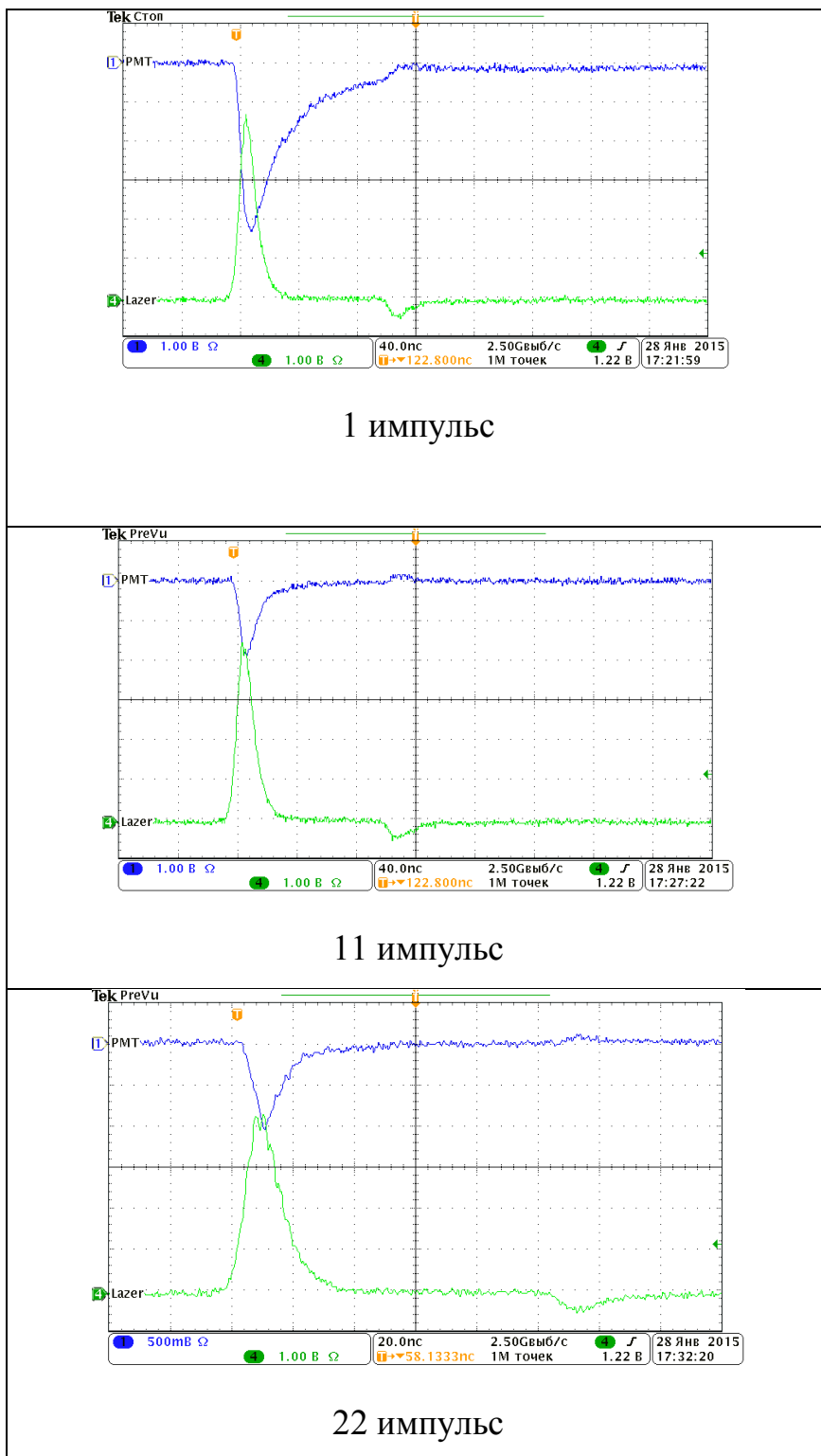
Красный и желтый цвета ПЛП, образующейся в первом импульсе облучения, (см. рис. 1, а, б), а также, соответствующие этим фотографиям спектры свечения лазерной плазмы, измеренные за один импульс возбуждения (см. рис. 2, а, б), свидетельствуют о том, в плазме присутствуют атомы щелочных металлов: Na I (588,99; 589,59 нм), Li I (670,78 нм) и K I (766,49; 769,89 нм).

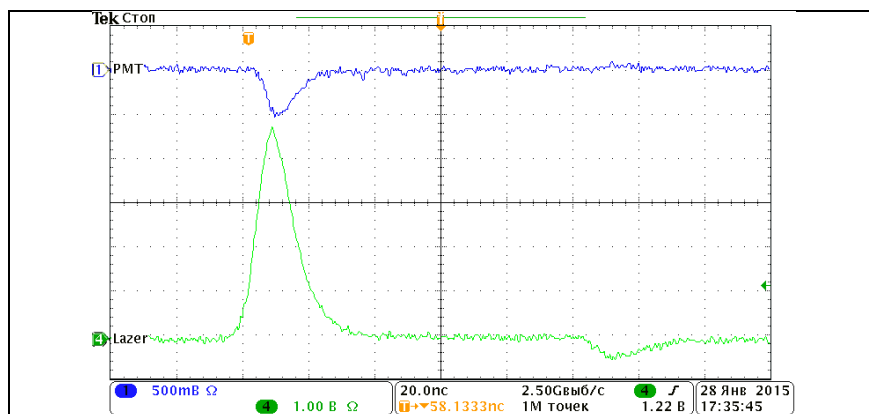
Следует отметить, что эти линии являются преимущественными в спектре, а линии меди, т.е. самой мишени отсутствуют в спектре. Объяснить эти результаты можно, если предположить, что в первых импульсах возбуждения испаряется поверхностный слой, элементный состав которого отличается от элементного состава более глубоких слоев мишени.

При $H > 4$ Дж/см² уже в первом импульсе возбуждения медной пластины в спектре ПЛП появляются линии меди и одновременно регистрируются линии щелочных металлов. Если увеличить количество импульсов N возбуждения ($N > 2$), то основными линиями в спектре ПЛП являются линии меди (см. рис. 3), а линии щелочных металлов отсутствуют.

Кинетика свечения ПЛП. Кинетики свечения ПЛП и осциллограмма импульса генерации Nd – лазера, полученные в серии последовательных импульсов возбуждения медного образца, приведены на рис. 4-5. Синхронизация двух каналов ФЭУ, регистрирующего кинетику свечения ПЛП и ФЭК, регистрирующего форму ЛИ, осуществлялась с помощью импульса фотолюминесценции преобразователя гармоник Nd - лазера на длине волны 500 нм. В процессе исследований было установлено, что кинетика свечения ПЛП (при неизменных характеристиках ЛИ и параметрах облучаемой мишени) в основном определяется плотностью энергии лазерного импульса.

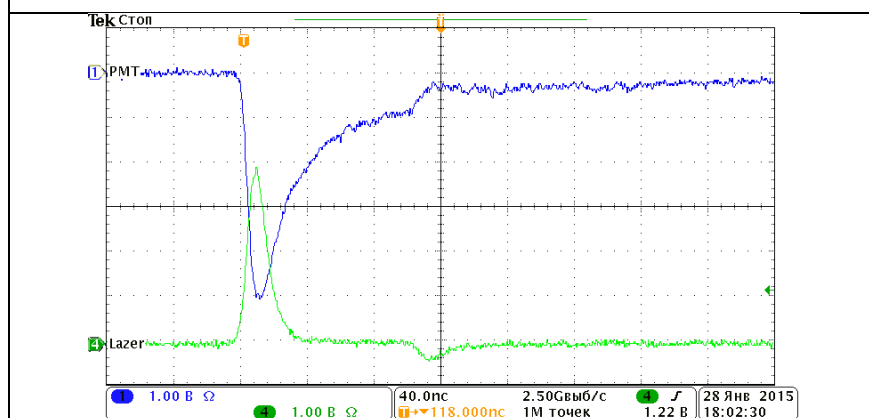
Типичные осциллограммы свечения ПЛП меди (верхняя осциллограмма), зарегистрированные, одновременно с возбуждающим лазерным излучением (нижняя осциллограмма) при $H = 0,75$ и $H = 3$ Дж/см² приведены на рис. 4-5.



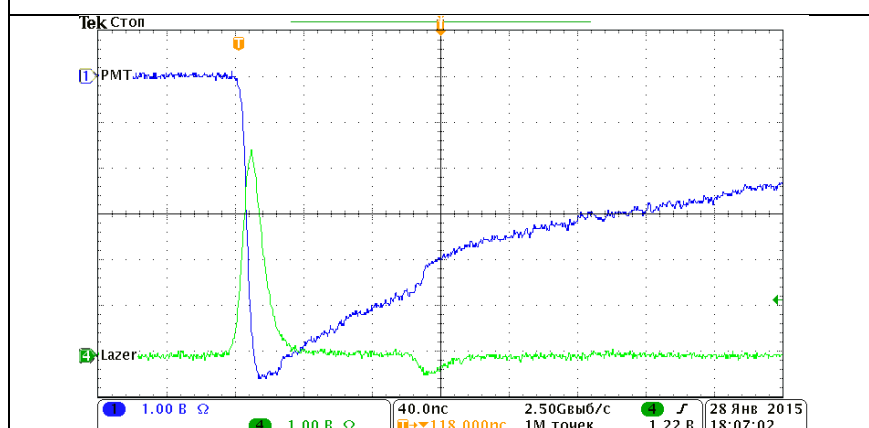


35 импульс

Рис. 2.5 Осциллограммы свечения ПЛП в серии последовательных импульсов возбуждения ЛИ не полированного образца меди. $H = 0,75 \text{ Дж/см}^2$



1 – импульс



3 – импульс

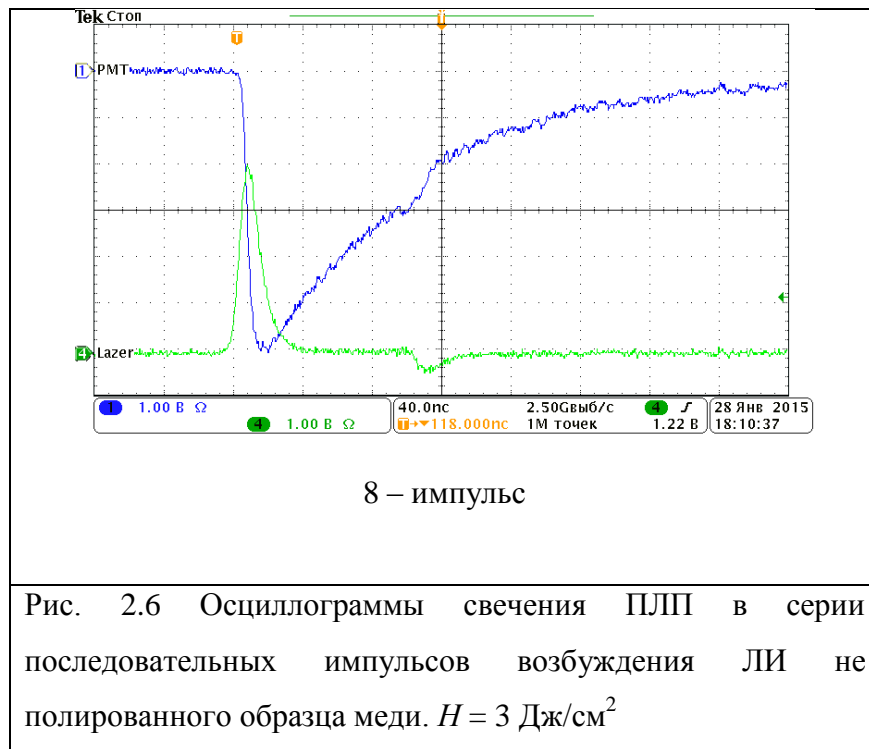


Рис. 2.6 Осциллограммы свечения ПЛП в серии последовательных импульсов возбуждения ЛИ не полированного образца меди. $H = 3 \text{ Дж/см}^2$

Анализ приведенных осциллограмм свидетельствует о том, что максимум интенсивности свечения ПЛП находится вблизи максимума возбуждающего ЛИ и расположен на заднем его фронте. Задержка максимума ПЛП относительно максимума ЛИ составляет $\sim 8-10 \text{ нс}$.

Длительность свечения ПЛП на полувысоте ($\tau_{1/2}$) импульса зависит от плотности энергии ЛИ и количества импульсов возбуждения N (рис. 2.5-2.6): при $H = 0,75 \text{ Дж/см}^2$ $\tau_{1/2} = 30 \text{ нс}$ в первом импульсе возбуждения, а с увеличением количества импульсов $\tau_{1/2}$ уменьшается до 10 нс с одновременным уменьшением интенсивности свечения.

При $H = 3 \text{ Дж/см}^2$ наблюдается более сложная зависимость формы импульса (интенсивность и длительность) ПЛП от количества импульсов облучения N . В первом импульсе возбуждения $\tau_{1/2} \sim 30 \text{ нс}$, во втором импульсе облучения - $\tau_{1/2} \sim 160 \text{ нс}$, в восьмом - $\tau_{1/2} \sim 100 \text{ нс}$. Интенсивность свечения с увеличением N , как видно из рис. 2.6, практически не изменяется: в первом импульсе она несколько меньше, чем во втором, а в последующих импульсах (2-8) практически не изменяется.

Наиболее интересным является вопрос о влиянии «дефектного» слоя на характеристики ПЛП. В связи с этим нами исследованы пространственные и амплитудные характеристики свечения ПЛП при низких плотностях энергии ЛИ ($0,3 < H < 1,5$ Дж/см²). При указанных выше H эрозия основной матрицы (меди) не происходит, а испаряется только «дефектный» слой, находящийся на поверхности облучаемой медной пластины. На рис. 2.7 представлены фотографии свечения ПЛП в серии последовательных импульсов возбуждения медной мишени.

Зависимость интенсивности свечения ПЛП не полированной медной мишени от количества импульсов возбуждения при $H = 0,3$ Дж/см² и $H = 1,3$ Дж/см² приведены на рис. 2.10 – 2.11.

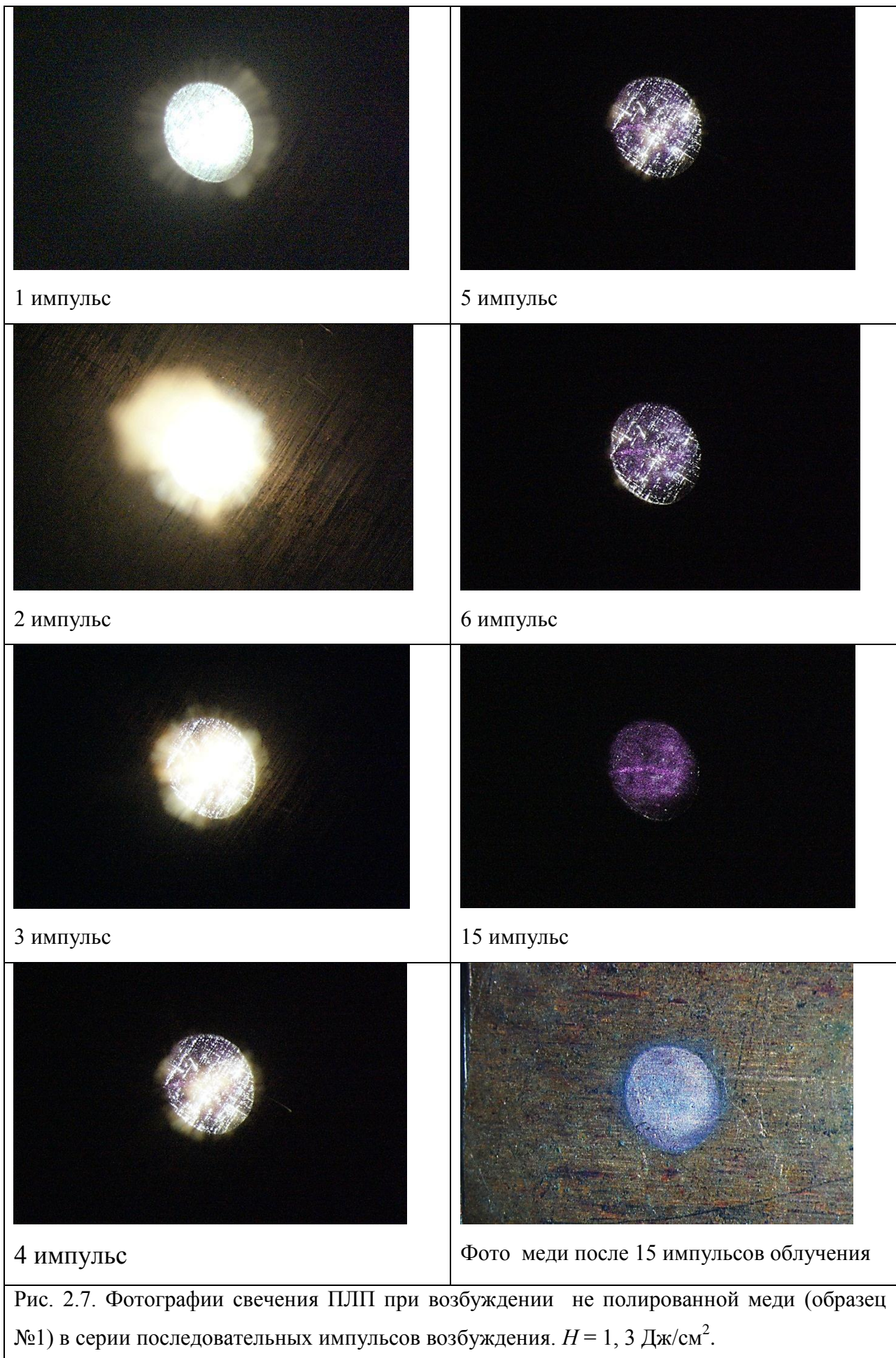
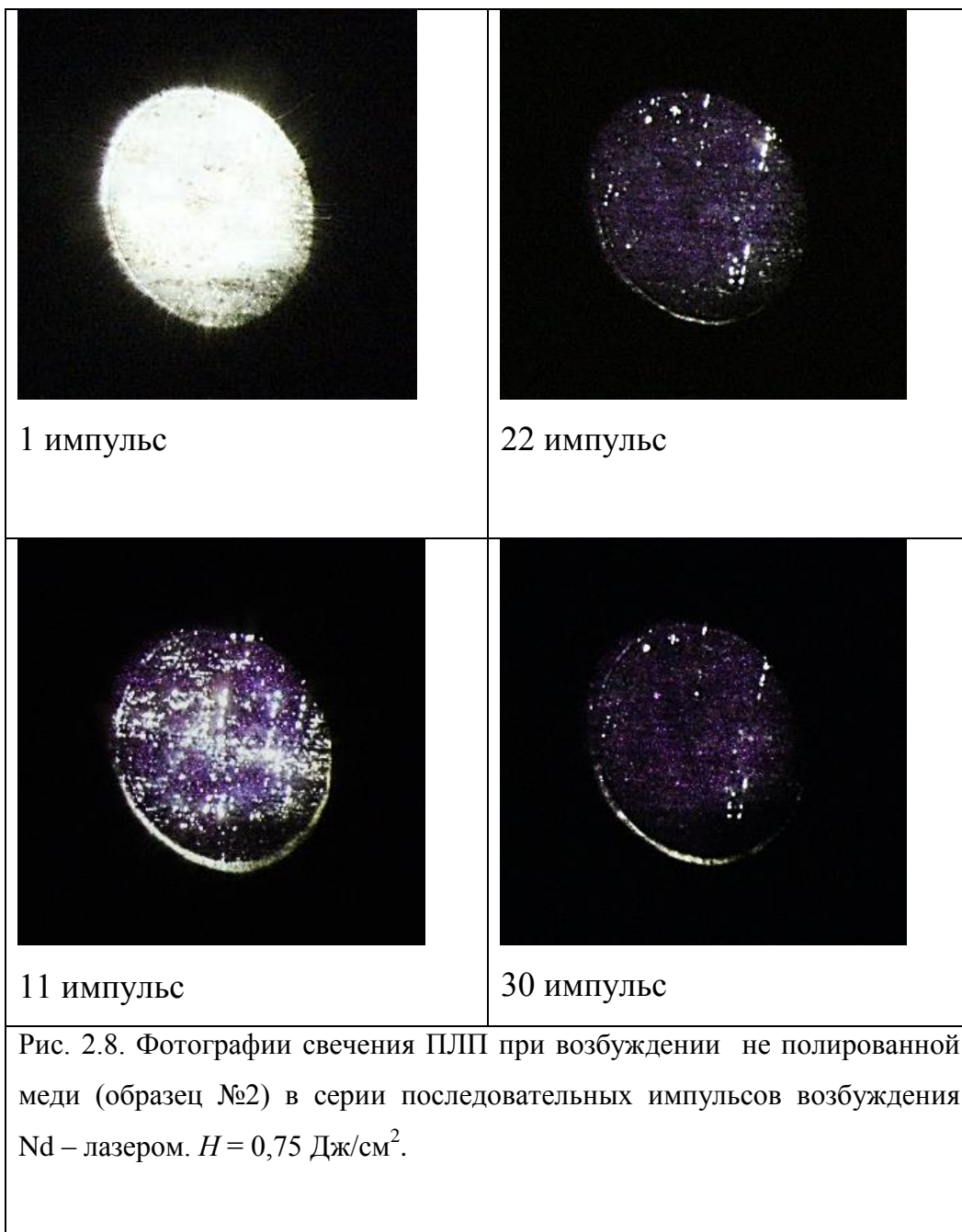


Рис. 2.7. Фотографии свечения ПЛП при возбуждении не полированной меди (образец №1) в серии последовательных импульсов возбуждения. $H = 1, 3 \text{ Дж/см}^2$.



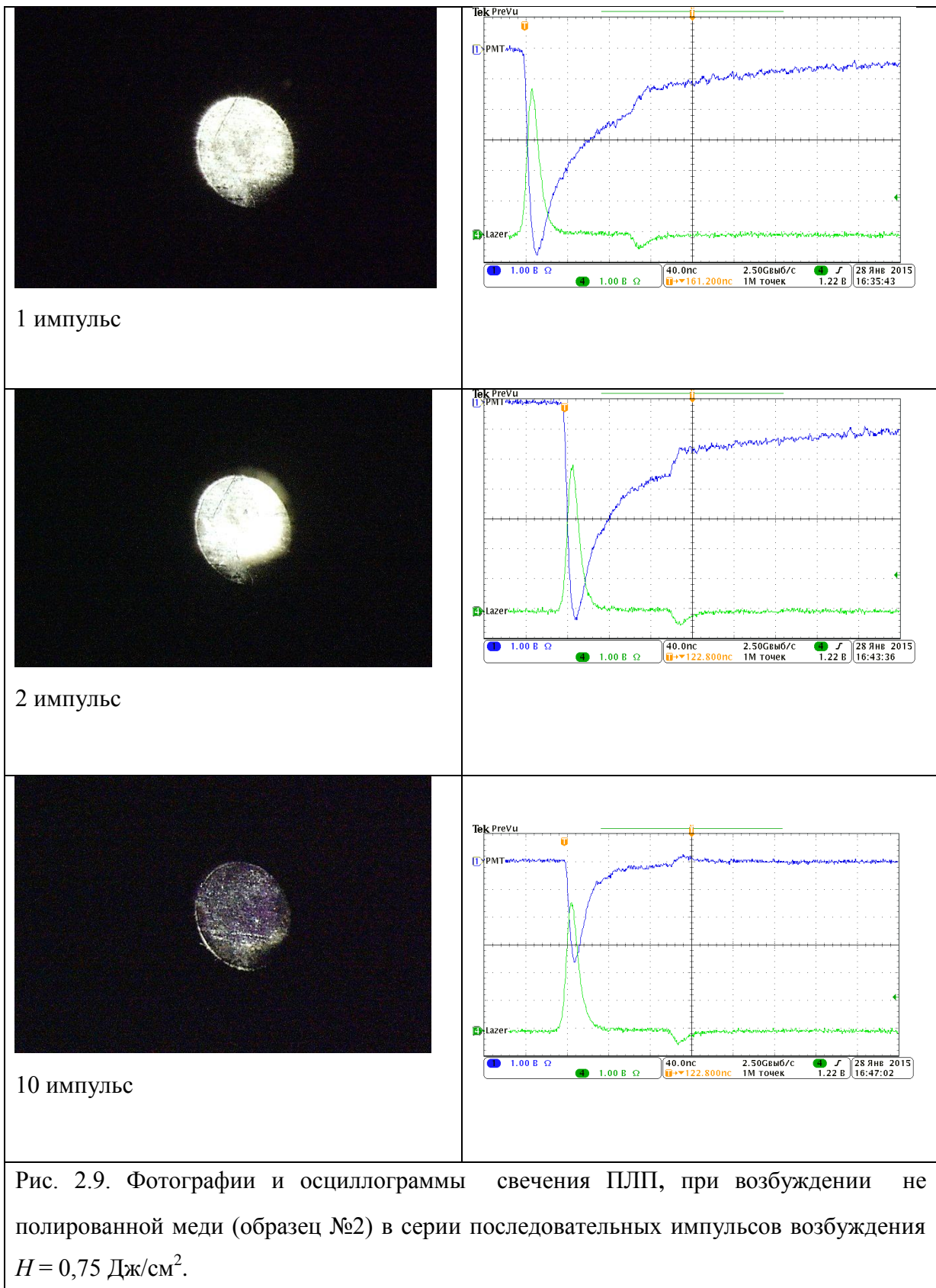


Рис. 2.9. Фотографии и осциллограммы свечения ПЛП, при возбуждении не полированной меди (образец №2) в серии последовательных импульсов возбуждения $H = 0,75 \text{ Дж/см}^2$.

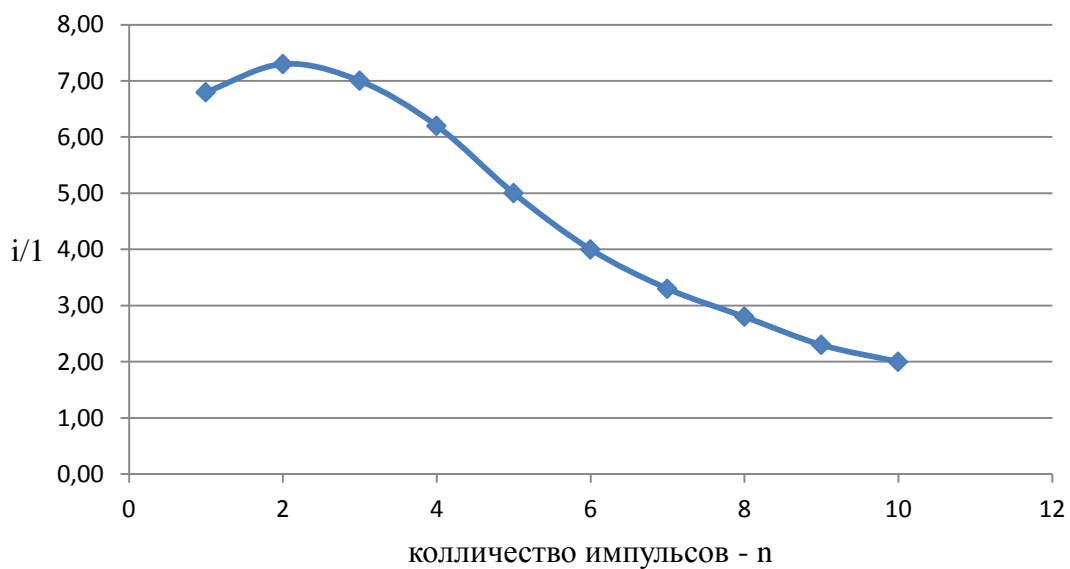


Рис. 2.10. Зависимость интенсивности свечения ПЛП не полированной медной мишени от количества импульсов возбуждения. $H = 0,3 \text{ Дж/см}^2$

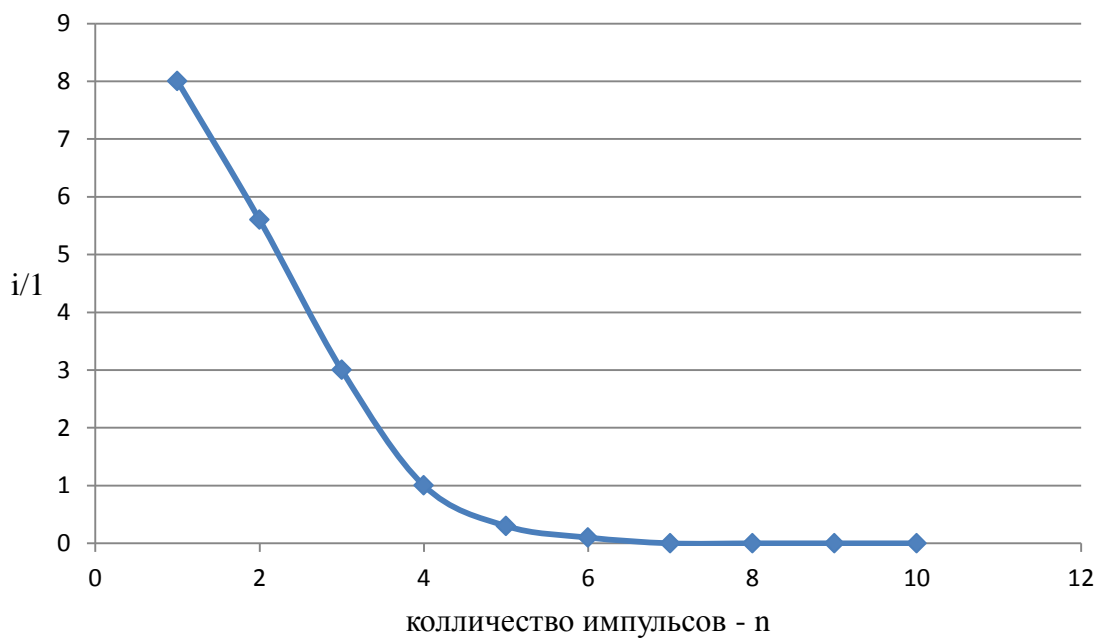


Рис. 2.11. Зависимость интенсивности свечения ПЛП не полированной медной мишени от количества импульсов возбуждения. $H = 1,3 \text{ Дж/см}^2$

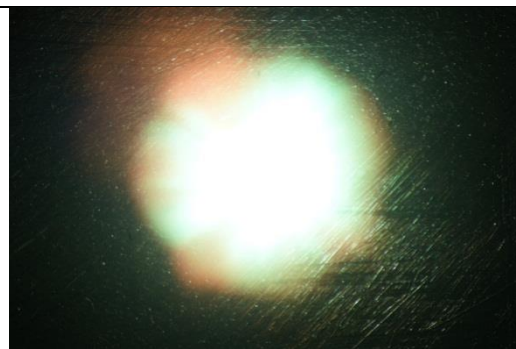
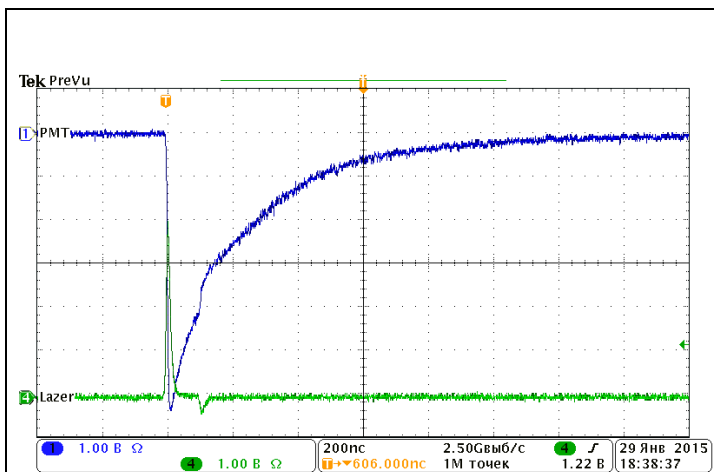
Анализ фотографий и осциллограмм свечения ПЛП не полированной медной мишени в серии последовательных импульсов возбуждения (при различных H) позволяет сделать следующие выводы.

Установлено, что оптические характеристики ПЛП при низких и высоких плотностях энергии ЛИ сильно различаются.

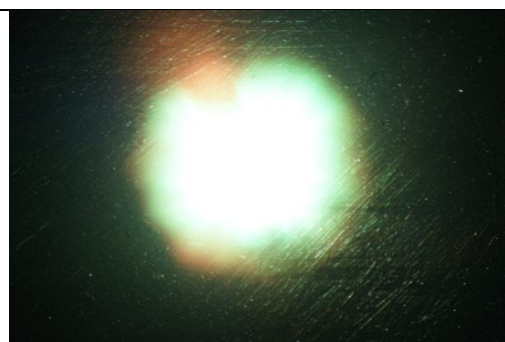
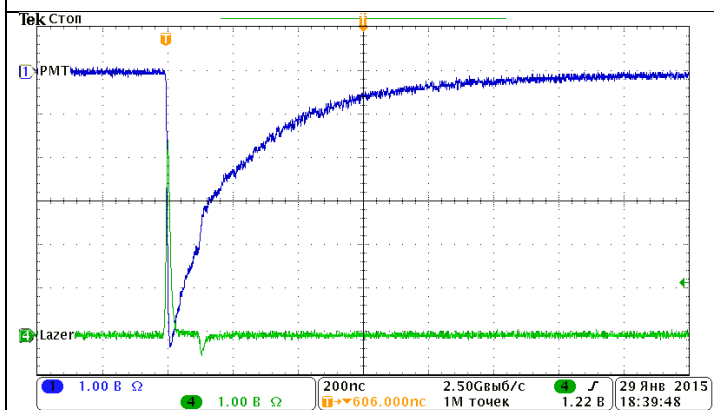
При $H < 1,5 \text{ Дж/см}^2$ характеристики ПЛП определяются поглощающими неоднородностями (ПН), расположенными в тонком «дефектном» поверхностном слое облучаемой мишени. Многоимпульсное возбуждение одной и той же зоны мишени приводит к полному «отжигу» дефектов. Роль поглощающих неоднородностей выполняют как химические, так и физические дефекты.

При $H > 3 \text{ Дж/см}^2$ происходит испарение более глубоких слоев, что приводит к эрозии возбуждаемой мишени и появлению в спектре ПЛП линий меди. Причем в первых импульсах в спектре ПЛП одновременно с линиями меди регистрируются и спектральные линии примесей щелочных металлов. В каждом последующем импульсе воздействия, глубина образующегося на поверхности облучаемой мишени кратера увеличивается. Линии примесей в спектре ПЛП при этом отсутствуют, а наблюдаются в основном линии меди.

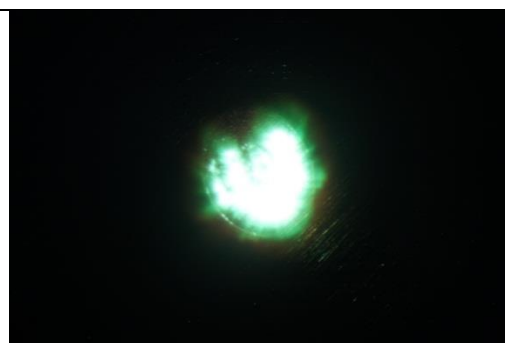
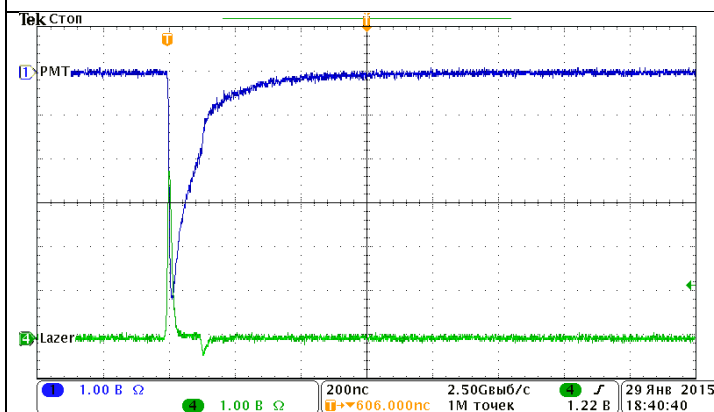
Спектры свечения ПЛП и интенсивность в максимуме импульса при $H > 3 \text{ Дж/см}^2$ в серии последовательных импульсов изменяются слабо, о чем свидетельствуют фотографии и осциллограммы ПЛП медной мишени (см. рис. 11).



1 импульс



2 импульс



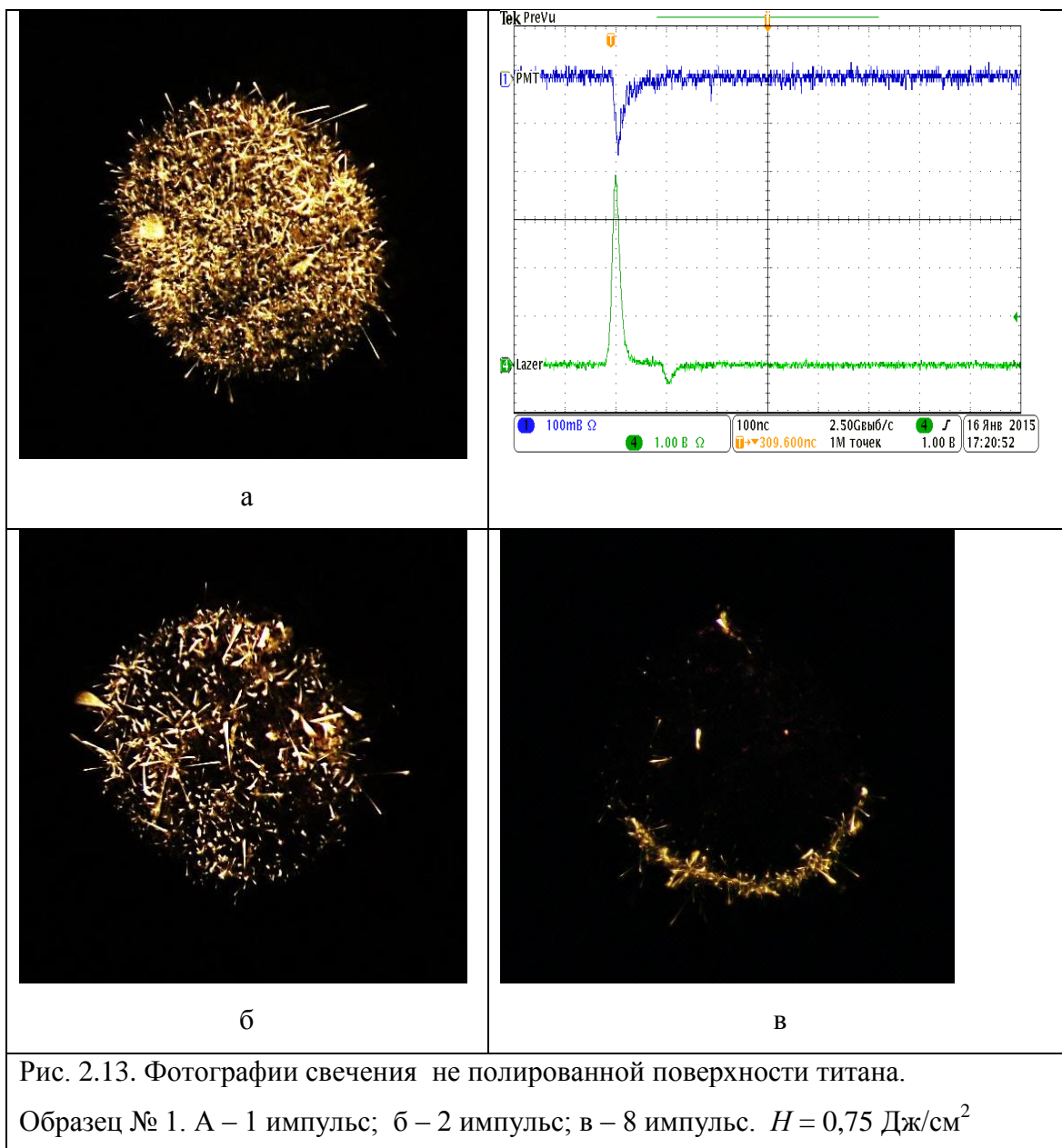
10 импульс

Рис. 2.12. Фотографии и осциллограммы свечения ПЛП, при возбуждении не полированной меди в серии последовательных импульсов возбуждения при $H = 3 \text{ Дж/см}^2$

2.3.2 Оптические характеристики ПЛП образцов титана

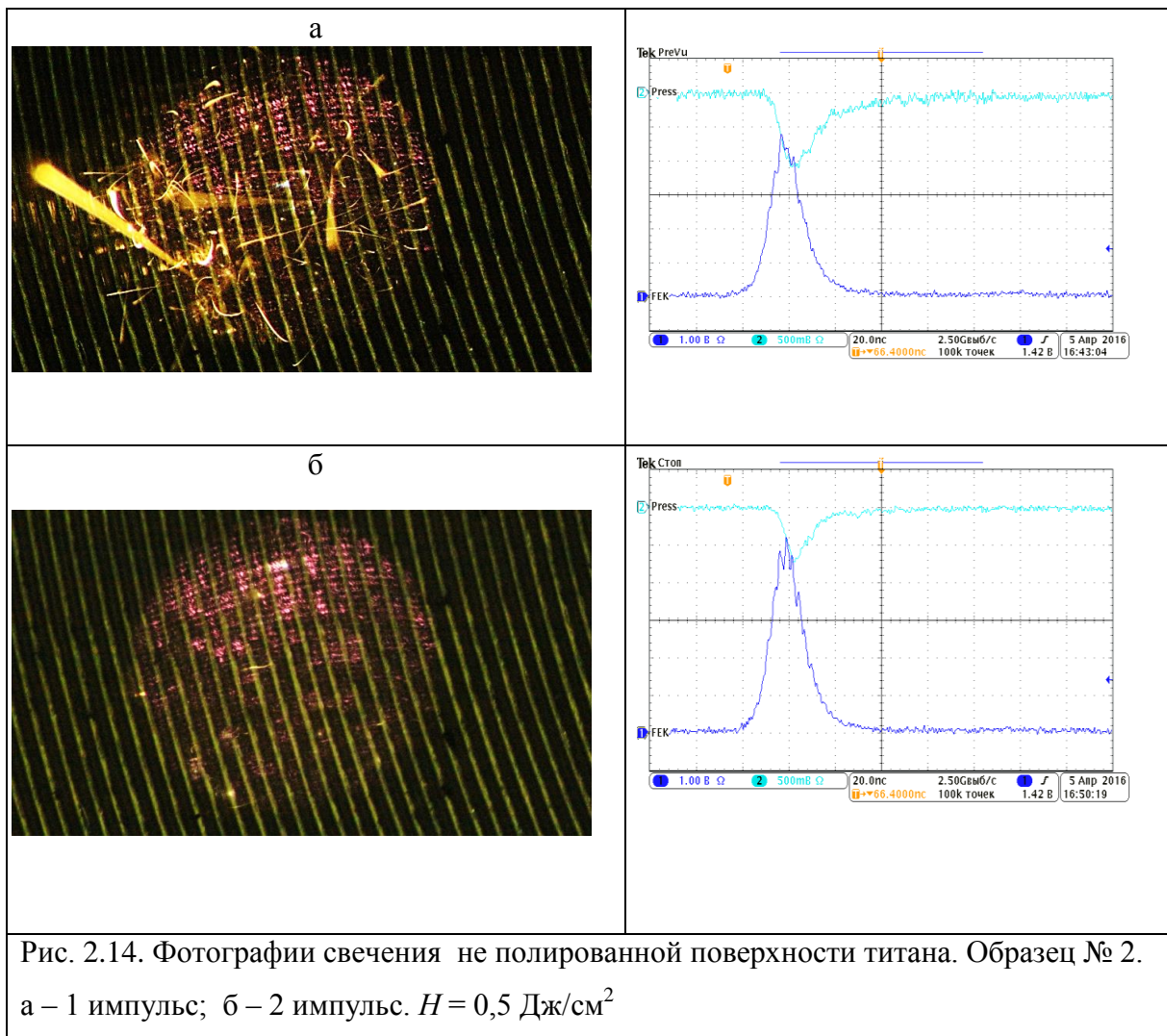
Пространственное распределение свечения, сопровождающего возбуждение не полированных образцов титана лазерным излучением с плотностью энергии 0,5 и 0,75 Дж/см², представлено на рис. 2.13– 2.14. Видно, что в отличие от меди, на фотографиях титановой мишени наблюдаются светящиеся линии. Объяснить их формирование можно следующим образом. Любая поверхность твердого тела не является идеально гладкой. На поверхности не полированной титановой пластины всегда имеются физические «дефекты» - шероховатости, чешуйки, микроострия. В момент воздействия лазерного излучения на мишень происходит локализация электрического поля световой волны на этих неоднородностях и их нагрев. В результате нагрева происходит либо испарение микронееоднородностей и формирование ПЛП, либо тепловой взрыв с образованием разогретых до высокой температуры микрочастиц твердого тела, треки которых и регистрируются на фотографиях.

Если частица летит в направлении параллельном поверхности мишени, то излучающий трек всегда находится в фокальной плоскости микроскопа и размеры трека (его диаметр) не изменяются вдоль траектории микрочастицы.



В том случае, если микрочастица летит под углом к поверхности мишени $30 - 90^\circ$, то на фотографиях наблюдается уширение трека (см. рис.12, а).

Длительность свечения таких микрочастиц не превышает 25 нс (см. рис. 11).



Естественно предположить, что после механической обработки поверхности титана (например, после полировки абразивом) количество микроострий уменьшится, что проявится на фотографиях и осциллограммах регистрируемого свечения. Фотографии свечения полированной поверхности титана в серии (1-4) последовательных импульсов возбуждения при $H = 1.2 \text{ Дж/см}^2$ приведены на рис. 2.15.

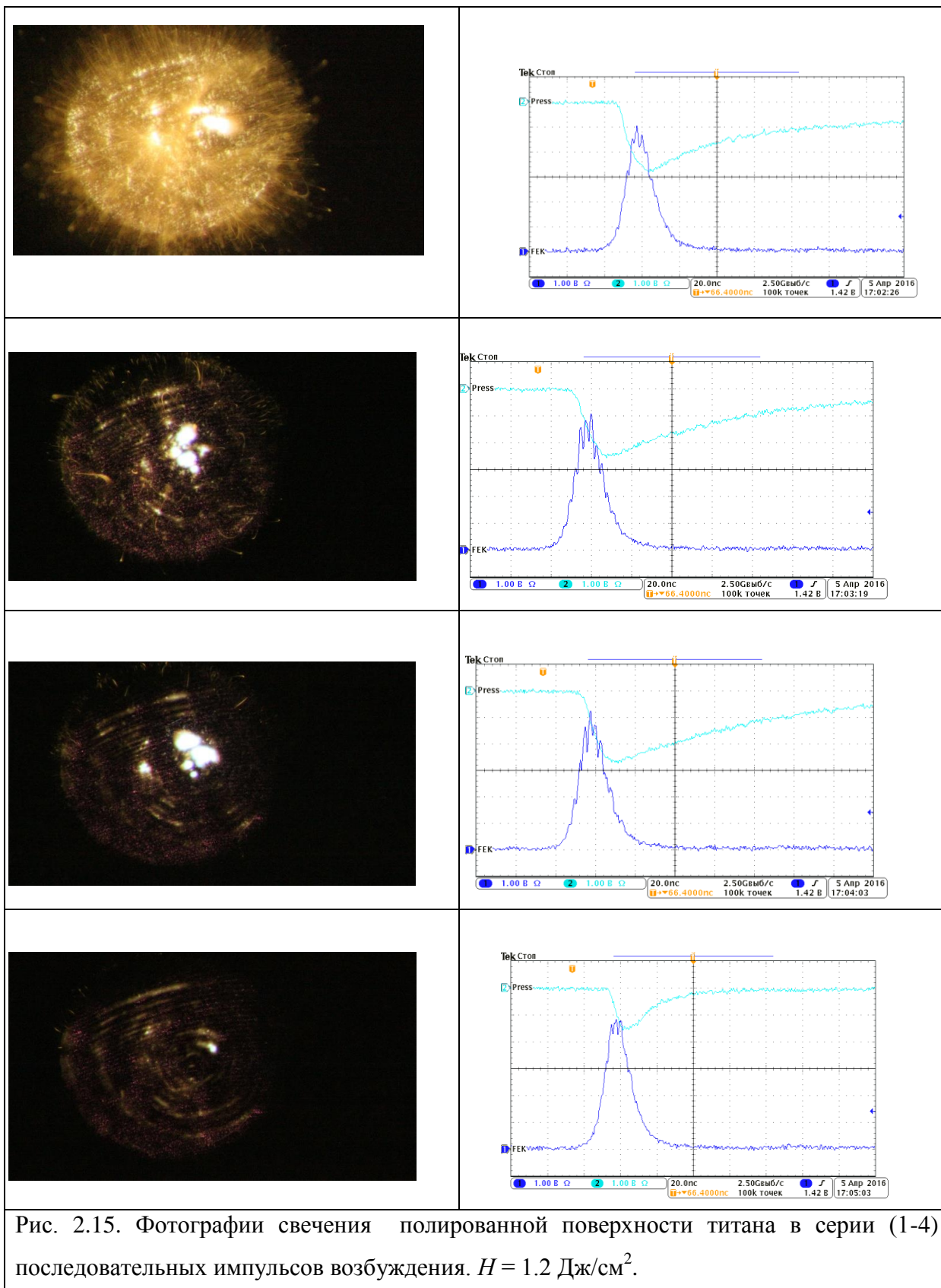


Рис. 2.15. Фотографии свечения полированной поверхности титана в серии (1-4) последовательных импульсов возбуждения. $H = 1.2 \text{ Дж/см}^2$.

Сравнение рис. 2.14 и рис. 2.13 свидетельствует о том, что на полированной поверхности титана формируется ПЛП, треков разогретых микрочастиц не наблюдается. При этом длительность свечения ПЛП

значительно превышает длительность свечения микрочастиц. Одной из возможных причин изменения характеристик свечения полированной титановой пластины может быть внедрение абразива в приповерхностный слой титана.

Измерить спектры свечения микрочастиц и ПЛП, образующихся при возбуждении ЛИ не удалось в связи с низкой интенсивностью свечения.

Следует отметить, что для титановой мишени, как не полированной, так и полированной, наблюдается «отжиг» дефектов, о чем свидетельствуют фотографии рис. 2.13 – 2.15.

Явление отжига «дефектов» физической и химической природы вследствие многоимпульсного облучения твердых тел может быть использовано для увеличения оптической прочности элементов мощной лазерной техники, например, металлических зеркал и выходных окон технологических лазеров.

Заключение

Изучены закономерности образования поверхностной лазерной плазмы при облучении металлических мишеней первой гармоникой Nd – лазера.

- Определены энергетические пороги приповерхностного оптического пробоя металлических мишеней (медь, титан).
- Измерены пространственные, временные и спектральные характеристики поверхностной лазерной плазмы при однократном и многоимпульсном возбуждении металлических мишеней.
- Изучено влияние обработки поверхности титановой мишени на характеристики свечения поверхностной лазерной плазмы.
- Исследовано явление отжига «дефектов» присутствующих на поверхности исследуемых мишеней.

Результаты данной работы могут быть использованы для решения ряда прикладных проблем – диагностики оптических материалов, используемых в мощных лазерных системах, для развития методов лазерной искровой спектроскопии и при разработке лазерных технологий.