ПЛАЗМА, ВОЗНИКАЮЩАЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТВЕРДЫМИ МИШЕНЯМИ

В.С. Воробьев

(Институт высоких температур РАН, Москва)

(Статья поступила 17.06.93 г., после доработки 28.09.93 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

- 1. Введение (51).
- Особенности взаимодействия лазерного излучения с твердымимишенями (54). 2.1. Особенности нагрева поверхности. 2.2. Идеально гладкая поверхность. 2.3. Теплоизолированные микродефекты. 2.4. Шероховатости. 2.5. Аэрозоли. 2.6. Развитие ионизации.
- Образование приповерхностной лазерной плазмы в диффузионном режиме в парогазовых смесях (62). 3.1. Нагрев и испарение поверхности в целом. 3.2. Нагрев и испарение аэрозольных частиц.
- Образование приповерхностной лазерной плазмы в гидродинамическом режиме при наличии эрозионного факела (69).
 4.1. Нагрев и испарение поверхности.
 4.2. Нагрев и испарение микродефектов.
 4.3. Нагрев и испарение аэрозолей.
- 5. Заключение (81).

Список литературы (82).

1. Введение. После создания мощных лазеров началось интенсивное исследование круга явлений, сопровождающих взаимодействие излучения этих лазеров с разнообразными твердыми мишенями, плоскими поверхностями, аэрозольными частицами. Изучались процессы плавления, испарения, эмиссии заряженных частиц с поверхности и т.д. В процессе этих исследований было обнаружено интересное пороговое явление — возникновение вблизи поверхности тела (частицы), облучаемой сфокусированным лазерным лучом, плазмы. Такую плазму в англоязычной литературе называют "laser induced (assisted) plasma created above a surface". В русскоязычной наиболее часто используется термин "приповерхностная лазерная плазма (ПЛП)", подчеркивающий, что плазма возникает вблизи поверхности.

В экспериментах [1—7], выполненных с импульсными CO_2 лазерами длительностью ~ 1 мкс, было зафиксировано, что у поверхностей твердых тел интенсивность лазерного излучения, необходимая для образования плазмы, снижается на 2—3 порядка по сравнению с интенсивностью образования плазмы в газе в отсутствие таковых. В атмосферном воздухе у поверхности металлов плазма появляется при интенсивностях q ~ 10⁷ Вт/см². Пробой воздуха в отсутствии поверхности, осуществляемый в тех же условиях, происходит при $q \sim 10^9 - 10^{10} \text{ Bt/cm}^2$. При воздействии лазеров миллисекундной и большей длительности величина q оказалась еще ниже и составляла ~ $10^5 - 10^6$ Вт/см². Аналогичное снижение порога оптического пробоя газа лазерным излучением наблюдалось при наличии в нем взвешенных пылевидных частиц аэрозоля. Так, при воздействии CO₂- или Nd-лазеров длительностью соответственно 200 и 50 нс на смесь воздуха с аэрозольными частицами это снижение достигает нескольких порядков [8—10] и зависит от размеров частиц, радиуса лазерного пятна, длины волны излучения и других факторов.

Плазма радиалъно меняет характер взаимодействия излучения с веществом. С одной стороны, она сама частично или полностью поглощает лазерное излучение и тем самым изменяет его долю, попадающую на поверхность, с другой стороны, плазма начинает передавать телу энергию и как бы играет роль ее нелинейного преобразователя энергии.

С точки зрения лазерной технологии образование плазмы у поверхности обрабатываемого тела может иметь как положительный, так и отрицательный эффект. Плазма ускоряет протекание некоторых химических реакций у поверхности таких, как нитрирование, борирование [11—12]. В то же время возникновение плазмы в процессе таких точных операций, как лазерное сверление, резко затрудняет их выполнение [13]. Плазма паров материала мишени, распространяющаяся с большой скоростью от поверхности, создает реактивную тягу. На этой идее зиждется проект так называемого лазерного реактивного движителя [14,15], интерес к которому не утрачен до настоящего времени [16].

Исследование оптического пробоя при распространении лазерного излучения в аэродисперсных средах связано с разработкой систем — дальней оптической локации, дистанционной диагностики атмосферы и т.д.

Таким образом, становится очевидной необходимостью определение условий возникновения ПЛП для данного типа лазера, формы и длительности его импульса, размера пятна фокусировки, материала и состояния облучаемой поверхности, или аэрозольной частицы, сорта и давления окружающего газа. Частично эти вопросы затронуты в обзорах и монографиях [17-28]. В частности, в обзоре [25] исследования по взаимодействию лазерного излучения с веществом с образованием плазмы описаны в историческом аспекте. Там же можно найти ссылки на пионерские работы этого направления. Однако в этих работах, скорее, дается описание всего комплекса явлений, связанных с образованием ПЛП: динамика развития плазменного факела и его распространения в пространстве; динамика образования кратера на поверхности мишени и выноса вещества; измерения импульса отдачи; вопросы экранировки лазерного излучения плазмой; формирование светодетонационных, ионизационных и иных типов волн и других явлений. Собственно первопричинам образования плазмы отводилось весьма скромное место. Авторы ограничивались описанием различных случаев образования ПЛП, акцентируя внимание на тех или иных аспектах этого явления. Так, в одном из последних обзоров по ПЛП [28] основное внимание уделено изучению нестационарных газодинамических и оптических процессов в лазерной плазме, происходящих после того, как возник первичный очаг плазмы. Последнему, хотя собственно он определяет дальнейшую эволюцию процесса, уделено недостаточно внимания. Вместе с тем исследования пороговых условий возникновения ПЛП проводятся весьма интенсивно, существуют как ранние, так и более поздние результаты, вскрывающие физическую суть этого явления, не нашедшие отражения в литературе обзорного характера. Сведения о ПЛП как о физическом объекте и причинах ее возникновения весьма разрозненны, разбросаны по многочисленным статьям. Теоретические модели, используемые для интерпретации экспериментальных данных, очень разнородны и связь между ними зачастую трудно установить.

В настоящем обзоре предпринята попытка обобщения и систематизации разнообразных случаев возникновения ПЛП и упорядочения наших представлений об этом физическом объекте. В ее основе лежит тот факт, что первичное формирование ПЛП связано, как правило, с необходимостью выполнения двух довольно общих условий (на это обстоятельство обращено внимание в [26]). Реализация этих условий зависит, во-первых, от первичного очага инициирования плазмы, связанного с состоянием поверхности и с длительностью лазерного воздействия, во-вторых, от режима истечения паров, зависящего от давления окружающего газа и температуры поверхности.

Речь будет идти преимущественно о взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями с образованием низкотемпературной плазмы. При этом интенсивности лазерного излучения лежат в диапазоне $10^5 - 10^{10}$ Вт/см². Этот диапазон характерен для различных режимов технологической обработки материалов непрерывными, импульсными и импульсно-периодическими лазерами [13,17,18,29]. Длительности импульсов при этом составляют от единиц нс до десятков мс, размеры пятен фокусировки от долей мм до нескольких см. Типичные параметры плазмы: электронная плотность $10^{15} - 10^{21}$ см⁻³, температура 0,3-10 эВ. Рассматривается преимущественно воздействие CO2- или Nd-лазеров на различные металлы или диэлектрики, находящихся в атмосфере тех или иных окружающих газов.

Исследования по высокотемпературной термоядерной лазерной плазме составляют отдельный предмет и им посвящен ряд обзоров и книг [30—34].

С первых экспериментов, зафиксировавших ПЛП, стало ясно, что причина существенного снижения необходимой для ее образования интенсивности — появление паров материала мишени в зоне воздействия. Во-первых, пары могут обладать более низким, чем окружающий газ, потенциалом ионизации, во-вторых, при их достаточной плотности они сами начинают интенсивно поглощать лазерное излучение, приводя к собственному разогреву и разогреву окружения. Эти факторы способствуют развитию ионизации у поверхности облучаемого тела. Для появления пара в достаточном количестве необходимо либо поверхность тела, либо отдельные его микронеровности, либо просто твердые частицы аэрозоля нагреть лазерным излучением до достаточно высокой температуры Т. Этот вопрос, а также динамика истечения паров в атмосферу исследовался во многих работах (см.,

например, [13,15,17,18,35-40]). Важно отметить, что скорость испарения твердого тела экспоненциально зависит от отношения Λ / T , где Λ — удельная (на единицу массы) теплота испарения вещества мишени. Это отношение, как правило, велико. Поэтому на первом этапе нагрева энергия лазерного излучения, поглощаемая телом, отводится за счет теплопроводности или других процессов теплоотдачи. Потери энергии на испарение не существенны. Так происходит, пока температура не достигнет некоторого значения Т*, после чего ситуация в корне меняется. Практически вся энергия лазерного излучения начинает тратиться на испарение, а потери на теплопроводность становятся не существенными. Температуру Т* называют температурой развитого испарения, а соответствующий режим — режимом развитого испарения (РРИ) [2,3,15,18,19].

Второй характерной температурой может служить температура кипения или сублимации материала мишени при заданном давлении окружающего газа T_b . Эта температура разделяет режимы истечения паров. При $T < T_b$ давление паров меньше внешнего давления. Испаряющиеся пары диффундируют в окружающий газ, образуется парогазовая смесь (ПГС). Такой режим испарения называют диффузионным (ДР). При $T > T_b$ давление паров превышает внешнее давление, испаряющиеся пары оттесняют окружающий мишень газ. В случае плоской мишени образуется эрозионный факел (ЭФ). Такой режим истечения называют гидродинамическим (ГР).

Заранее температура, до которой нужно нагреть мишень, неизвестна. Она, как мы увидим ниже, может быть как меньше, так и больше (правда, незначительно) Т*. Это в равной степени относится и к соотношению между T^* и $T_{\rm b}$. Важно отметить, что для нагрева мишени до $T < T^*$, требуются определенные значения поверхностной плотности энергии лазерного излучения Е (теплоизолированные частицы) или величины примерно равной $E/t^{1/2}$ (поверхности), где t — время воздействия. Назовем это условие тепловым (ТУ). ТУ является первым необходимым требованием для образования ПЛП. Однако только этого недостаточно. Нужно выполнить второе не менее важное условие, из которого собственно и находится необходимое значение температуры. Речь идет о возможности развития ионизации в облаке образовавшихся во время воздействия паров или их смеси с окружающим газом (последнее зависит от условий воздействия) — ионизационном условии (ИУ). Скорость



Рис. 1. Ось абсцисс E для теплоизолированных мишеней, $E/t^{1/2}$ для поверхностей, A — линия пробоя, $\Pi Л \Pi$ — область существования плазмы, 1,2 — лазерные импульсы, звездочкой отмечены моменты возникновения плазмы

ионизации пропорциональна плотности паров и, что особенно существенно, экспоненциально зависит от температуры. Если пар равновесен, то это температура тяжелых частиц. В неравновесном случае — температура электронов. Важно то, что температура зависит от поглощенной лазерной энергии и является функцией интенсивности лазерного излучения *q*. При определенном значении последней скорость ионизации начинает превосходить скорость потерь электронов. Процесс носит пороговый характер, поскольку скорость ионизации - экспоненциальная функция температуры, интенсивности. Итак, при известном q из ИУ находим температуру поверхности и, следовательно, из ТУ — величину E или $E/t^{1/2}$. Получаем связь между пробойными значениями q и Е-линию пробоя А, которая на плоскости E - q определяет область пробоя (рис. 1). Примечательно, что в этих же координатах можно построить лазерный импульс, используя соотношение

$$E = \int_{0}^{t} q(t) \,\mathrm{d}t. \tag{1}$$

По известной зависимости q(t) с помощью (1) легко построить q(E). На рис. 1 схематично построен импульс 1, который пересекает линию пробоя A. Точка пересечения (на рис. 1 она отмечена звездоч-кой *) лазерного импульса линии пробоя определяет пробойные значения E - q. На этом же рис. 1 изображен другой импульс 2, который касается области пробоя. Точка касания определяет пороговые значения E - q, при которых впервые возни-кает ПЛП.

Подход, основанный на этой качественной картине, позволяет единообразно описать многие Таблица I

	ТУ	п	мд	Α
ИУ				
ПГС	а	+		+
me	м	+		+
ЭФ		+	+	+

случаи образования ПЛП для импульсов лазерного излучения, отличающихся длиной волны, формой и длительностью, размерами и объемом фокальной области, для мишеней, изготовленных из различных материалов, находящихся в атмосфере того или иного окружающего газа. Проблема состоит в отыскании пороговых значений E - q, зависящих от конкретного вида ТУ и ИУ.

Вид ТУ зависит, в основном, от состояния поверхности, формы и длительности лазерного импульса. Поверхность тела, как правило, не является идеально гладкой, а содержит различные микронеровности, инородные включения и т.д. Нагрев поверхности лазерным излучением происходит неоднородно и существенно зависит от длительности и интенсивности воздействия. Для лазерных импульсов с длительностью $\tau > 10^{-4}$ с и с интенсивностью 1—10 МВт/см² температура поверхности в процессе нагрева, как правило, успевает выравниваться и можно говорить о нагреве поверхности в целом. Целесообразно все такие случаи образования ПЛП объединить в отдельную группу П. По мере укручения переднего фронта лазерного импульса, сокращения его длительности и некоторого увеличения интенсивности все большее значение для образования плазмы приобретают различного рода микронеровности и дефекты, всегда имеющиеся на поверхности. Так, для лазерных импульсов с $\tau < 10^{-5}$ с и с интенсивностями 10 — 500 МВт/см² образование плазмы целиком связывается нагревом и испарением таких микродефектов поверхности. В первую очередь, нагреваются теплоизолированные микродефекты [19,40-43]. Случаи, когда ПЛП образуется за счет нагрева и испарения микродефектов, также объединим в отдельную группу — МД.

В третью группу А отнесем ПЛП, инициируемую нагревом и испарением аэрозольных частиц, во многом сходном с микродефектами, хотя, конечно, здесь имеются свои особенности, связанные, в первую очередь, со спецификой поглощения лазерного излучения [44 — 46]. ТУ для каждой из этих групп будет отражать специфику нагрева.

ИУ в значительной мере зависит от режима истечения пара. В диффузионном режиме в ПГС ионизация развивается в смеси паров и окружающего газа. Как правило, лазерное излучение нагревает электронную компоненту этой смеси. Электроны передают энергию тяжелой компоненте. Если последняя представляет атомарный газ, передача энергии затруднена и возможен отрыв температуры электронов от температуры тяжелых частиц. Когда же тяжелая компонента представляет молекулярный газ, обмен энергией происходит быстро, и смесь нагревается при единой температуре. Электроны рождаются за счет ионизации атомов пара электронным ударом и гибнут в результате их диффузии в холодные области.

В эрозионном факеле в гидродинамическом режиме развитие ионизации происходит в чистых парах материала мишени. Здесь основным видом потерь электронов может стать их конвективный снос, обусловленный направленным движением струи пара.

Удобно различные случаи образования ПЛП свести в табл. І. Клеткам этой таблицы со знаком "+" соответствуют состояния, рассматриваемые в настоящем обзоре. Так, П — ПГС — м означает, что ПЛП образуется за счет нагрева поверхности в целом в диффузионном режиме истечения паров в окружающий мишень молекулярный газ, А — ЭФ — за счет нагрева и испарения аэрозольных частиц при гидродинамическом режиме истечения паров и т.д.

Предложенная классификация в значительной мере определяет структуру и содержание настоящего обзора. Во втором разделе рассматриваются особенности взаимодействия лазерного излучения, соответственно, с гладкой поверхностью, с микродефектами поверхности, с аэрозольными частицами, специфика развития ионизации в парогазовых смесях и в эрозионных факелах. Последующие разделы посвящены описанию конкретных состояний ПЛП в соответствии с предложенной классификацией. Записываются ТУ и ИУ, на основе которых определяются пороговые значения *E* и *q*. Они сравниваются с экспериментальными данными. Обсуждаются физические особенности того или иного состояния ПЛП.

2. Особенности взаимодействия лазерного излучения с твердыми мишенями.

2.1. Особенности нагрева поверхности. Возможность поглощения лазерного излучения существенно зависит от состояния облучаемой поверхности — степени ее загрязнения посторонними примесями, наличия окисной пленки, микронеровностей, присутствия физически или химически адсорбированных веществ. В отличие от параметров излучения и свойств окружающего мишень газа состояние поверхности в полной мере описать чрезвычайно сложно. Не менее сложно контролировать состояние поверхности в течение опыта. Тем не менее в последнее время изучен ряд факторов, характеризующих поверхностное состояние, сильно влияющих на поглощение лазерного излучения. Остановимся вкратце на них.

Первый связан с неоднородностью самого материала поверхности, наличием на ней различных химических соединений, обладающих отличающимися коэффициентами поглощения. Так, в работе [47] исследовались образцы из алюминиевых сплавов АЛ-9, АЛ-24, АЛ-23, прошедшие механическую полировку образивом и алмазное точение. Микроструктура образцов из АЛ-9 содержит включения второй фазы Mg, Si и CuAl, [48]. Образцы из АЛ-23 также имеют внедренные в матрицу частицы второй фазы состава Al₃Mg₂, Al₂Ti, Al₃Zr. Эти частицы отличаются от частиц образцов из АЛ-9 большими размерами и меньшей плотностью распределения по поверхности. Еще меньшая плотность и большие размеры частиц второй фазы (до 100 мкм) из MnZn₂, Al₂Mn₃Zn₃ получают на поверхности образцов из АЛ-24. Размеры, состав и плотность распределения частиц второй фазы по поверхности определяют оптическое поглощение падающего излучения, которое из-за различия коэффициентов отражения на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм становится неоднородным. Исследования показали, что чем выше плотность распределения по поверхности частиц второй фазы, тем больше поглощение лазерного излучения и тем при более низких интенсивностях возникает плазма.

В работе [49] приводятся фотографии поверхности алюминиевого образца, полученные на сканирующем электронном микроскопе. На них видны более светлые участки — окислы алюминия. Типичные размеры этих участков — 1—10 мкм, а их поверхностная плотность $n \sim 10^6$ см². После облучения образцов серией импульсов размеры и концентрация неоднородностей указанного типа уменьшались. К увеличению поверхностного поглощения может приводить адсорбция поверхностью примесей из окружающей среды или объема материала.

Наряду с такими инородными, отличающимися по химическому составу от основного материала

мишени, включениями существуют микронеоднородности из собственного материала. Сюда относят "чешуйки", шероховатости, острия, микротрещины. Благодаря частичной или полной теплоизоляции от материала основной поверхности микронеровности этого типа могут нагреваться быстрее основной поверхности. Это особенно относится к "чешуйкам", тепловой контакт которых с поверхностью незначителен. Фотографии этих дефектов приведены в [49]. Их толщины *d* составляют доли микрона, концентрации — $10^3 - 10^4$ см⁻². Значительно чаще на поверхности расположены шероховатости, дефекты, имеющие тепловой контакт с подложкой. Их размер и форма зависят от способа обработки поверхности [50].

Дефекты играют важную роль в лучевой прочности оптических материалов [51,52]. Наконец, отметим, что даже на свободной от примесей поверхности из-за наличия дефектов в виде канавок, трещин, приповерхностных раковин и т.д. возникают локальные области усиления поля [53], также приводящие к более интенсивному испарению материала. На реальной поверхности имеется совокупность дефектов. Поэтому при конкретном лазерном импульсе, имеющем определенную длительность и крутизну переднего фронта, найдется группа дефектов, обеспечивающая получение затравочных центров испарения.

В полном объеме задача о нагреве поверхности, содержащей различного рода микронеровности и дефекты, лазерным лучом является чрезвычайно сложной, да и практически нереализуемой из-за отсутствия полной информации о состоянии поверхности. Обычно ее разбивают на ряд более простых задач, представляющих различные предельные случаи.

2.2. И д е а л ь н о г л а д к а я п о в е р х н о с т ь. Доля интенсивности лазерного излучения, поглощаемая идеально гладкой поверхностью, не содержащей инородных включений и примесей, может быть записана в виде $\zeta q(t)$, где ζ безразмерный коэффициент поглощения, вообще говоря, зависящий от температуры поверхности. Усредненные по температурному интервалу от комнатной до температуры кипения коэффициенты поглощения для некоторых материалов, заимствованные из работы [23], приведены в табл. II. Видно, что для металлов коэффициенты поглощения не велики, в то время, как для таких сильно поглощающих материалов, как C, Al₂O₃, они значительно выше.

Пусть на плоскую поверхность мишени падает

Таблица II

Мишень	Zn	РЪ	In	Латунь	Ti	Ni	Al	Cu	Nb	Ta	w	С	Al ₂ O ₃	SiO ₂
ζ, %	9	10	11	10	11	5	5	< 5	8	8	< 8	40	90	80

нормально лазерный луч с интенсивностью q(t), поверхностной плотностью энергии E(t), с размером пятна фокусировки R. Согласно [17,54,55] в одномерной постановке задачи из решения уравнения теплопроводности в полупространстве при энерговыделении на границе в отсутствии испарения температура в центре пятна фокусировки при условии, что $4\chi t/R^2 \ll 1$, определяется выражением

$$T(t) = [\zeta / c\rho (\sqrt{\pi \chi})^{1/2}] \int_{0}^{t} q(u) du / (t - u)^{1/2}, \quad (2)$$

где $\varkappa = \chi \rho c$ — коэффициент теплопроводности материала мишени, χ — коэффициент температуропроводности, ρ и *c*, соответственно, его плотность и теплоемкость.

Формула (2) справедлива до момента, пока не начнется интенсивное испарение материала мишени. Скорость испарения может быть записана в виде

$$v = v_0(T_{\rm b}/T) \exp(-\Lambda A/RT), \qquad (3)$$

где v_0 — величина порядка скорости звука в холодном металле, A — атомный вес материала мишени, R — универсальная газовая постоянная. Как видим, v чрезвычайно резко зависит от температуры, поэтому начиная с некоторого момента рост температуры согласно (2) прекратится и начнет реализовываться режим развитого испарения, когда энергия лазерного луча пойдет в основном на испарение частиц из конденсированной фазы и частично на сообщение им кинетической энергии. В этом случае

$$\zeta q = \rho v [\Lambda + (bRT / A)]. \tag{4}$$

В (4) b — численный коэффициент, зависящий от режима истечения паров. Для истечения идеального газа паров в газ с противодавлением b = 5/2 [18]. В силу резкой зависимости v от T переход от (2) к (4) произойдет в узком диапазоне изменения E и q, так что можно говорить о температуре развитого испарения T^* [13] такой, при которой одновременно выполняются и (2), и (4). Удобно соотношения (2), (4) записать в безразмерных единицах. Введем

Таблица III

[α	-0,9	-2/3	-1/2	0	1	2	3	4
	f	1,91	1,41	$\sqrt{\pi}/2$	2	8/3	16/5	128/35	256/63

 $E' = E/E_{
m v}, \ q' = q/q_{
m v}, \ T' = RT/\Lambda A, \ t' = t v_0^2/9 \chi \pi,$ где

$$E_{\rm v} = 9\rho\chi\Lambda/\zeta v_0, \ q_{\rm v} = \rho\Lambda v_0/\zeta.$$
(5)

Для Сu, например, при $\zeta = 0.05$ величина $E_v = 4.8$ Дж/см², а $q_v = 4.8 \cdot 10^{11}$ Вт/см². В безразмерных единицах соотношение (2) примет вид (ниже штрихи будут опущены)

$$T = \int_{0}^{t} q(u) \,\mathrm{d}u \,/\, (t - u)^{1/2}, \tag{6}$$

a (4) —

$$q = (1 + bT) \exp(-1/T).$$
(7)

Формулы (6) — (7) дают параметрическую связь (параметр *T*) между *q* и величиной

$$L = \int_{0}^{t} q(u) \, \mathrm{d}u \, / \, (t \, - \, u)^{1/2}. \tag{8}$$

Важно отметить, что как q, так и L зависят только от формы лазерного импульса. Для импульсов, меняющихся по степенному закону $q \sim t^{\alpha}$, величина L легко вычисляется

$$L = (E/t)^{1/2} f(\alpha),$$

где

$$f(\alpha) = (\alpha + 1) \int_{0}^{1} u^{\alpha} du / (1 - u)^{1/2} =$$
$$= \sqrt{\pi} (\alpha + 1) \Gamma(\alpha + 1) / \Gamma(\alpha + 3/2)$$

— численный множитель, зависящий от показателя α . В табл. III приводятся значения $f(\alpha)$ для разных α . В частности, для импульса постоянной интенсивности $\alpha = 0$ и E = qt из (7) — (8) легко находим момент времени, соответствующий началу РРИ [18]

$$t = T^2 \exp(2/T) / (1 + bT)^2$$

Величина *L* вычисляется также для очень короткого интенсивного импульса, "включаемого" в момент времени t_1 , который можно аппроксимировать δ образной зависимостью $q(t) = E\delta(t - t_1)$. В этом случае $L = E(t - t_1)^{1/2}$. Видим, что для широкого класса функциональных зависимостей q(t) величина $L \sim E(t) / t^{1/2}$. Для импульса заданной формы, не укладывающейся в эти зависимости, следует проводить вычисления по (8), что при современном уровне вычислительной техники не представляет особой проблемы.

С помощью (6), (7) на плоскости L - q можно построить универсальное семейство линий постоянной температуры — изотерм. Причем (6) будут соответствовать вертикальные участки изотерм, а (7) — горизонтальные. Их точки пересечения дадут линию, на которой одновременно выполняются (6) — (7), — линию РРИ. Она разделит плоскость L - qна две области. В области над линией нагрев определяется исключительно теплопроводностью — теплопроводностный режим (ТР). Область под линией будет соответствовать РРИ. Это сделано на рис. 2, где построена такая линия 1 и нанесены изотермы.

Температура T^* не связана с T_b и могут реализоваться случаи как $T^* < T_b$, так и $T^* > T_b$, т.е. РРИ возможен и в диффузионном режиме, и в гидродинамическом. Для металлов отношение T_b / Λ меняется не слишком сильно и лежит в пределах 0,05 — 0,09 [15,25]. Причем крайним значениям соответствуют легкоплавкие (Zn, Pb) и тугоплавкие (W, Ta) металлы. На рис. 2 выделена изотерма T = 0,07, соответствующая нагреву меди до температуры кипения. Область, лежащая ниже или левее этой изотермы, соответствует ДР истечения паров, а выше — ГР.

В этих же координатах можно перестроить лазерный импульс. Его положение на плоскости зависит от материала поверхности. Точка пересечения импульса с кривой дает мгновенные значения L и q, соответствующие началу РРИ. На рис. 2 нанесен импульс, используемый в работе [56], в случае воздействия на медную мишень $\zeta = 0.05$ (кривая 1). Это типичный импульс для ТЕА-лазеров. Его полная энергия равна 20 Дж/см² при длительности 3500 нс. Интенсивность в максимуме при t = 80 нс достигает $2, 8 \cdot 10^7$ Вт/см², затем она линейно спадает от максимума до значения $0,86 \cdot 10^7$ BT/см² при t = 270 нс и от этого значения до нуля к концу импульса. Как видно, при нагреве плоской мишени этим импульсом РРИ не достигается. Однако, как мы увидим ниже, он весьма эффективен для нагрева и испарения микродефектов.

На этом же рис. 2 нанесен другой импульс, используемый в [23] также для меди (кривая 2), Его длительность ~ 1 мс, интенсивность постоянна и равна ~ 20 MBT/см², время нарастания переднего фронта составляет ~ 0,1 мс. Здесь РРИ реализуется сразу после достижения гидродинамического режима. Этот импульс весьма эффективен для нагрева и испарения плоской мишени.

Видно, что в ряде случаев для нагрева идеально гладкой поверхности до $T = T^*$ в отсутствии



Рис. 2. Плоскость безразмерных q - L или E, на которой нанесены изотермы (T = 0,06, 0,07, 0,08 и т.д.) Пунктир разделяет эту плоскость на области, в которых справедлив режим развитого испарения (РРИ) и теплопроводностный режим (ГР). Изотерма T = 0,07 (она выделена более жирной линией) соответствует достижению температуры кипения для меди. Слева от нее диффузионный режим, справа — гидродинамический режим. 1, 1' — импульсы из работы [56], построенные для поверхности и для микродефектов соответственно, 2 — импульс из работы [23] для поверхности

развитого испарения необходимо определенное значение величины $E(t^*)/t^{*^{1/2}}$, характеризующей лазерный импульс. Это отношение для данного материала зависит только от его теплофизических характеристик. В работе [57] предложено время начала плазмообразования t^* определять как момент, когда величина $E^*/t^{*^{1/2}} = 10 \, \text{Дж/см}^2 \, \text{мкc}^{1/2}$, поскольку этой эмпирической зависимости удовлетворяют экспериментальные данные [58]. Из изложенного выше становится ясно, что такой способ определения момента плазмообразования отнюдь не является универсальным и имеется большое число экспериментальных данных, не укладывающихся в эту зависимость.

2.3. Теплоизолированные микродефекты. Концепция пробоя, основанная на нагреве поверхности до температуры развитого испарения и последующем развитии ионизации в образовавшихся парах, оказалась несостоятельной при воздействии на мишени повышенной лучевой прочности импульсов микросекундного диапазона [26]. Так, в работе [41] исследовался пробой воздуха у металлических зеркал под действием неодимового лазера с длительностью импульса 0,4 мкс, сфокусированного в пятно диаметром 0,5 см. Для Al расчеты дают возрастание температуры поверхности всего на 20 — 200 °С. Регистрируемая яркостная температура существенно выше. Для всех исследованных зеркал характерна неоднородная "точечная" структура свечения. Плотность таких точек сильно колеблется для различных материалов. Так, для алюминиевого зеркала она составляет $5 \cdot 10^4$ см⁻², а для стального и медного более чем на два порядка ниже. Структура свечения определяется наличием микродефектов.

Сходная картина наблюдалась в [42] под действием импульса CO_2 -лазера с длительностью импульса 1,5 мкс и пичком 0,2 мкс на мишень из алюминия. Еще до пробоя воздуха на поверхности мишени начинали светиться точки; из этих горячих точек развивались микрофакелы, сливающиеся в один плазменный факел. Плотность горячих точек составляла $2 \cdot 10^5$ см⁻². Пороговая плотность энергии пробоя в этих экспериментах составляла $\sim 1,7$ Дж/см² и не зависела от длительности импульса в диапазоне $10^{-7} - 10^{-8}$ с.

Наиболее быстро нагревающимися и легко испаряющимися дефектами поверхности являются теплоизолированные от подложки тонкие слои металла — чешуйки [19,40—42,47,56—59]. Толщина таких дефектов d составляет доли микрона, а линейный размер $S^{1/2}$ (где S — площадь) может достигать десятков микрон. Концентрация n чешуек зависит от способа обработки поверхности и колеблется от 10³ до 10⁵ см⁻².

При поглощении электромагнитной волны микродефектом важны следующие характерные размеры: $\lambda = 2\pi c / \omega$ — длина волны падающего излучения частоты ω во внешней среде, $\delta = \lambda / |\varepsilon|^{1/2}$ — длина волны электромагнитного поля в веществе дефекта, ε — диэлектрическая проницаемость, набор характерных размеров самого дефекта. В случае $S^{1/2} \geq \lambda$ дифракционными эффектами можно пренебречь и приближенно описывать поглощение чешуйкой, как тонкой пленкой толщиной d, отделенной от матрицы диэлектрической подложкой толщиной $h \sim d$. Для $d \leq \delta$ важны интерференционные эффекты и необходимо решать задачу о падении плоской монохроматической волны на такую систему. Решение подобной задачи приведено в [60]. Расчеты, выполненные в [61], показали, что начиная с толщин d > 0.08 мкм ζ для чешуйки слабо зависит от *d* и примерно соответствует поглощению сплошного материала.

При нагреве чешуйки от комнатных температур до температур порядка T^* температуры развитого испарения не будут описывать процесс плавления, поскольку $\Lambda_m \ll \Lambda$, где Λ_m — соответственно удельная энергия плавления, и он является второ-

степенным. Будем полагать, что выполняется неравенство $d^2 / \chi \gg t$, t — время нагрева чешуйки до температуры порядка *T*. В этом случае чешуйка нагревается, как целое. Простейшее уравнение для изменения ее температуры до начала развитого испарения имеет вид

$$dc\rho \,\mathrm{d}T \,/\,\mathrm{d}t \,=\, \zeta q(t). \tag{9}$$

Интегрируя (9) по Т от 0 до Т, получим

$$E = c\rho T d / \zeta. \tag{10}$$

Если времена нагрева таковы, что чешуйка не успевает нагреться целиком, а прогревается лишь ее слой толщиной порядка $(\chi t)^{1/2} \ll d$. Тогда вместо (9), (10) получим

$$T = \zeta E / (\chi t)^{1/2} c\rho \approx \zeta q(\chi t)^{1/2} / \varkappa.$$

Эта формула с точностью до численного коэффициента множителя совпадает с формулой (3) для нагрева идеально гладкой поверхности. В этом случае нагрев теплоизолированной чешуйки и поверхности происходит практически одинаково и специфическая роль микродефекта в образовании плазмы исчезает.

Для чешуйки, как для гладкой поверхности, можно ввести температуру T^* развитого испарения. Такую, что при $T \ge T^*$ вся лазерная энергия идет, в основном, на испарение. При $T = T^*$ наряду с (10) должно выполняться и (4). Вводя безразмерные переменные для *q* и *T* такие же, как и в случае поверхности, а для *E* в соответствии с уравнением (10) ($E' = E / E_v$, где $E_v = c\rho A\Lambda d / \zeta R = 3\rho\Lambda d / \zeta$), получим условие развитого испарения для чешуйки

$$E^* = T^*, q^* = (1 + bT^*) \exp(-1/T^*).$$
 (11)

Отличие (11) от (7) — (8) связано с иным уравнением нагрева для чешуйки. Для определения области РРИ можно воспользоваться также графиком рис. 2, откладывая по оси абсцисс величину E вместо L. Перестроим в этих координатах выше использованный импульс из работы [56], полагая, что он воздействует на медную мишень, на поверхности которой имеются чешуйки толщиной $d \sim 0, 2$ мкм. Теперь он примет вид 1'. При этом РРИ достигается, и такой импульс может полностью испарить микродефект и привести к образованию ПЛП, что и наблюдалось в [56].

Запишем простейшее уравнение для динамики испарения чешуйки в области РРИ

$$\Lambda \rho \,\mathrm{d}d \,/\,\mathrm{d}t \,=\, \zeta' q(t), \tag{12}$$

где ζ' — средний коэффициент поглощения лазерного излучения в интервале температур $T > T^*$. Согласно многочисленным экспериментальным данным [15] после начала интенсивного испарения материала происходит заметное увеличение его поглощательной способности. Интегрируя (12) от t^* до момента полного испарения чешуйки, найдем изменение во времени толщины чешуйки

$$d(t) = d - (\zeta' / \rho \Lambda) (E(t) - E^*).$$
(13)

Отсюда плотность энергии, необходимая для полного испарения дефекта,

$$E_{\rm t} = E^* + d\rho \Lambda / \zeta = E^* [1 + (\Lambda \zeta' / cT^* \zeta)].$$
(14)

При *T* > *T*^{*} > *T*_b пары оттесняют окружающий газ. Представляет интерес оценить размер облака паров. Подробный гидродинамический расчет разлета пара с меняющимися условиями на границе возможен лишь численными методами. Однако для нас не все детали течения равнозначны. Важно правильно описать область, где сосредоточена основная масса пара. Для этого обратимся к хорошо изученной качественной картине полусферического разлета пара [17]. Вблизи поверхности тела расположена граница кнудсеновского слоя, на которой скорость гидродинамического течения равна местной скорости звука. Затем следует область сверхзвукового течения, отделенная от последующей области дозвукового течения стационарной ударной волной так называемым "висячим скачком". Для сферических частиц радиусом r размер области сверхзвукового течения определяется из выражения $R_{\rm s} = 0,59r(p_0/p_\infty)^{1/2}$, где p_0 давление на теле, p_{∞} — давление окружающего газа. Для интенсивности лазерного излучения $q \sim 1-60$ $MBT/см^2$ имеем $R_s \sim (1 - 3)r$. Для частиц несферической формы определение размера области сверхзвукового течения гораздо сложнее, чем для сферической. Однако важно заметить, что основная масса пара сосредоточена в области звукового течения между стационарной ударной волной и контактной границей пар — окружающий газ. При этом для сферически симметричного случая расстояние до контактной границы $R \gg R_{s}$. Именно это расстояние определяет мгновенный размер облака пара. Скорость движения контактной границы мала по сравнению со звуковой, температура пара вблизи контактной границы близка к температуре кипения. Плотность пара в дозвуковой области мало меняется и равна [17]

$$\rho_{\rm v} = m p_{\infty} / 0,67 k T_{\rm b} \gamma, \tag{15}$$

где m — масса атома пара, γ — показатель адиабаты. Пренебрегая отличием от (15) плотности пара в малой области сверхзвукового течения, из закона сохранения массы пара для чешуйки находим закон изменения размера облака пара в процессе испарения микродефекта

$$R(t) = [(3\rho / 2\pi\rho_{\rm v}) (d - d(t))]^{1/3} =$$

= [(3\zeta' / 2\pi\rho_{\rm v}\Lambda) (E - E^*)S]^{1/3}. (16)

При полном испарении чешуйки радиус облака пара достигнет предельного значения

$$R_{\rm m} = (3\rho dS / 2\pi \rho_{\rm v})^{1/3}.$$
 (17)

2.4. Шероховатости. Наряду с гладкой поверхностью и чешуйками в работах [57, 58] рассматривается нагрев лазерным излучением шероховатостей. Коэффициент поглощения шероховатости ζ' может отличаться от коэффициента гладкой поверхности. Для шероховатостей полусферической формы радиусом *а* в случае $\lambda \gg a$, но $\delta \ll a$, сечение поглощения имеет вид [60]

$$\sigma = 3\pi a^2 \zeta,$$

что в три раза больше площади основания, помноженного на коэффициент поглощения. В случае же $\lambda \ll a$ и $\delta \ll a$ поглощение становится аналогичным поглощению участком плоской поверхности площадью πa^2 , т.е. $\sigma = \pi a^2 \zeta$.

Предполагается, что шероховатость быстро прогревается до некоторой единой температуры, но в отличие от чешуйки она обменивается теплом с подложкой. Уравнение для нагрева шероховатости имеет вид

$$\rho c V \,\mathrm{d}T \,/\,\mathrm{d}t \,+\, \alpha S T \,=\, \zeta' q(t), \tag{18}$$

где V, S — объем и площадь основания шероховатости, α — коэффициент теплоотдачи в массу вещества. Решение (18) запишем в виде

$$T(t) = \left[S\zeta' \exp(-\alpha St / \rho cV) / \rho cV\right] \times \int_{0}^{t} dt' q(t') \exp(-\alpha St' / \rho cV).$$
(19)

Показатель экспоненты в (19) характеризует теплообмен шероховатости с подложкой. По порядку величины $\alpha St / \rho cV \sim \chi t / d^2 \sim t / t_d$. Если $t / t_d \ll 1$, решение (19) переходит в (10) — случай полной теплоизоляции. Более интересен обратный случай $t / t_d > 1$. Тогда решение (19) приближенно запишем в виде

$$T(t) \approx \zeta q(t) \, / \, \alpha \, \approx \, q(t) d\zeta' \, / \, \chi
ho c.$$

Отсюда легко получить, что для нагрева шероховатости до T необходимы

$$E \sim Et\zeta / 2t_{\rm d}\zeta'.$$
 (20)

2.5. А э р о з о л и . Наличие в газе взвешенных пылевидных частиц приводит к дополнительному поглощению лазерного излучения, разогреву этих частиц, их испарению, ионизации образовавшихся паров и образованию плазмы. Несмотря на то, что

имеется много общего между плазмообразованием на границе конденсированных сред (макромишений) и в газе с аэрозольными частицами, есть и существенные различия. Здесь мы остановимся на принципиальных моментах, отсылая за подробностями к литературе, специально посвященной взаимодействию лазерного излучения с аэрозолями [8– 10,42—48,62—69].

Первое отличие связано с неоднородностью оптического поля внутри аэрозольной частицы. Как правило возникает главный максимум (ГМ) оптического поля, положение которого определяют центр интенсивного тепловыделения в частице. В слабо поглощающих частицах ГМ формируется в теневой полусфере [62]. Неоднородность поля по частице может приводить к ее разрушению и образованию более мелких. Это происходит, например, при воздействии излучения ТЕА-СО2-лазера с плотностью энергии в несколько Дж/см² на частицы кварца размером r = 20 - 80 мкм [63]. Размеры осколков лежат в диапазоне r = 0, 5 - 3мкм. В относительно мелких частицах поле приблизительно становится более однородным [64]. Не в меньшей степени это относится к температуре, которая за счет теплопроводности может выравниваться даже при неоднородном поле. Ниже ограничимся такими случаями и рассмотрим упрощенную модель поглощения лазерного излучения аэрозольной частицей, следуя работам [19, 65, 68].

Поглощение электромагнитного излучения сферической частицей зависит от комплексного показателя преломления $n = n' + i\varkappa$, длины волны излучения, материала и размера частицы. Для различных длин волн $n' u \varkappa$ приведены в справочнике [70]. Коэффициент поглощения выражается известной формулой

$$K = 4\pi\kappa / \lambda. \tag{21}$$

Сечение поглощения, если $Kr \gg 1$, определяется выражением

$$\sigma = \pi r^2 \zeta. \tag{22}$$

Для сильно поглощающих материалов, таких, как углерод, среднее значение $\zeta \sim 1$ в диапазоне температур $T \leq T_{\rm b}$. Для случая слабого поглощения $Kr \ll 1$ при справедливости дифракционного условия $2\pi r / \lambda \ll 1$ для сечения поглощения можно воспользоваться формулой Релея [71]

$$\sigma = \pi r^2 (2\pi r / \lambda) h_{\lambda}; \qquad (23)$$

 $h_{\lambda} = 24n\varkappa / [(n^2 - \varkappa^2 + 2)^2 + 4n^2\varkappa^2]$. Расчеты, выполненные в [68] с использованием данных [70], дают, например, для сажи $h_{\lambda} = 0,96$ ($\lambda = 10,6$ мкм). Для сравнения отметим, что для поликристаллического графита $h_{\lambda} = 0,26$, а для монокристаллического 0,045. Видно, что поглощение сильно зависит от состояния поглощающего материала. Обычно вводят критический радиус r_c , определяя его так, чтобы при $r = r_c$ формулы (22) и (29) совпадали. Это дает

$$r_{\rm c} = \lambda \zeta / 2\pi h_{\lambda}. \tag{24}$$

Для углерода, облучаемого излучением CO₂-лазера, величины ζ и h_{λ} близки к единице, поэтому r_{c} практически совпадает с волновым числом, как при поглощении в металлах [71]. Окончательно запишем

$$\sigma = \pi r^2 \zeta z(r), \tag{25}$$

где z(r) = 1, если $r \ge r_c$, и $z(r) = r/r_c$, если $r < r_c$.

Нагрев сферической частицы лазерным излучением рассмотрен во многих работах (см., например, [44-46, 72]), где процессы лазерного нагрева и испарения изучены с учетом фазовых превращений, тепло- и массообмена с окружающей средой, а также температурных зависимостей оптических и теплофизических характеристик материала частицы и газодинамических параметров парогазовой среды. Однако для определения пороговых условий пробоя не вне детали динамики нагрева играют равнозначную роль. Наиболее важно оценить поверхностную энергию лазерного излучения, обеспечивающую начало развитого испарения частицы. Для этой цели запишем простейшее уравнение нагрева сферической частицы лазерным излучением, справедливым в условиях, когда $\chi t^* / r^2 \gg 1$, t^* — момент времени, в который $T = T^*$. В этом случае частица нагревается, как целое, и можно записать

$$(4\pi r^3/3)c\rho \,\mathrm{d}T/\,\mathrm{d}t = \zeta \pi r^2 q(t) z(r). \tag{26}$$

Интегрируя (21), получим

$$E^* = 4c\rho T^* r / 3\zeta z(r).$$
 (27)

Как видно из (27), при $r \gg r_c$ имеем $E^* \sim r$, а при $r \ll r_c$ соответственно $E^* \sim r_c$. Формула (27) по сути такая же, как и (10) для нагрева теплоизолированного дефекта. Поэтому для определения границ РРИ можно также воспользоваться графиком рис. 2, обезразмеривая *E* в соответствии с уравнением (27).

При $t > t^*$ вся лазерная энергия идет на испарение и аналогично (12) запишем

$$\rho \Lambda d(4\pi r^3 / 3) / dt = -\pi r^2 \zeta qz.$$
(28)

Интегрируя (28) от t^* до t, получаем изменение радиуса частицы в процессе испарения

$$r(t) = r - \zeta(E - E^*) / 4\rho\Lambda.$$
 (29)

Когда

 $E = E_{\rm t} = E^* + (4 \rho \Lambda / \zeta) = E^* [1 + (3 \Lambda / cT^*)], (30)$ частица полностью испарится.

$$R(t) = r[(\rho / \rho_{\rm v}) \{ 1 - [1 - \zeta(E - E^*) / 4\pi \Lambda r]^3 \}]^{1/3}$$
(31)

При $E = E^*$ радиус R(t) = 0, а при $E = E_t$ он достигает максимального значения

$$R_{\rm m} = r(\rho / \rho_{\rm v})^{1/3} \tag{32}$$

и соответствует полностью испаренной частице аэрозоля.

2.6. Развитие ионизации. Как уже отмечалось, образование ПЛП — пороговый эффект, связанный с нарастанием ионизации в узком диапазоне условий воздействия. Для его описания необходимо рассмотреть кинетику ионизации, учитывая ее специфические особенности в задачах подобного рода, — близость поверхности, наличие высокочастотного поля лазерного излучения.

Рассмотрим элемент объема, находящийся на расстоянии порядка радиуса пятна фокусировки от поверхности. В зависимости от условий воздействия это могут быть пары материала мишени или смесь паров с окружающим газом. Электроны в этом объеме нагреваются высокочастотным полем лазерного излучения. В подавляющем большинстве случаев поглощение лазерного излучения осуществляется за счет обратного тормозного эффекта на нейтральных частицах. Число электронов в единице объема за счет этого процесса с энергиями от ε до ε + d ε в классическом пределе определяется выражением [73]

$$Q_{\rm f} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ (8\pi e^2 q / 3mc) \times \right. \\ \left. \times \left[\nu_{\rm m} / \left(\nu_{\rm m}^2 + \omega^2 \right) \varepsilon^{3/2} \right] \partial(n(\varepsilon) / \varepsilon^{1/2}) \partial \varepsilon \right\},$$
(33)

где $n(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям, такая, что

$$\int_{0}^{\infty} n(\varepsilon) \,\mathrm{d}\varepsilon = n_{\mathrm{e}},$$

 $n_{\rm e}$ — концентрация электронов, $\nu_{\rm m}$ — частота упругих столкновений электронов с нейтральными частицами, ω — частота лазера. Электроны, черпая энергию от лазерного поля, теряют ее в упругих столкновениях. Соответствующий член в уравнении для $n(\varepsilon)$ имеет вид [73, 74]

$$Q_{\rm el} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(2m \nu_{\rm m} \varepsilon n \,/\, M \right), \tag{34}$$

где М, п — масса и концентрация тяжелых частиц. Далее, в кинетическом уравнении содержится член $Q_{\rm in}(\varepsilon)$, связанный с неупругими потерями электронов на возбуждение и ионизацию. Общие выражения для него можно найти, например, в [75]. И, наконец, в задачах лазерного пробоя существенными оказываются потери электронов, вызванные пространственной неоднородностью задачи. В общем виде учет неоднородных членов в кинетическом уравнении сопряжен со значительными трудностями. Однако, если плотность электронов мало меняется на длине их свободного пробега, или размеры области, в которой действует поле, гораздо больше, чем пробег электрона, можно воспользоваться приближенным способом учета пространственной неоднородности [73]. Так, если существенна электронная диффузия, в кинетическое уравнение следует добавить член

$$Q_{\rm d} = -n(\varepsilon)\nu_{\rm d}(\varepsilon), \tag{35}$$

где $\nu_{\rm d} = \tau_{\rm d}^{-1} = D_{\rm e} / \Lambda^2$, $D_{\rm e} = v^2 / 3\nu_{\rm m} = 2\varepsilon / 3m\nu(\varepsilon)$ — частота диффузии, обратная диффузионному времени ухода электрона за пределы объема с характерным размером Λ . О других случаях учета пространственного переноса речь пойдет ниже. Кинетическое уравнение для функции $n(\varepsilon, t)$ имеет вид

$$\partial n / \partial t = Q_{\rm f} + Q_{\rm el} + Q_{\rm in} + Q_{\rm d}.$$
 (36)

При его решении в настоящее время используется, в основном, два подхода. В случае воздействия лазерных импульсов миллисекундного диапазона или более длинных с характерным временем нарастания переднего фронта ~ 0,1 мс высокочастотное лазерное поле нарастает относительно медленно. Средние энергии электронов $\bar{\varepsilon} < \Delta, I$, где Δ, I соответственно потенциал возбуждения, ионизации атома. При этом возбуждение (ионизация) осуществляется малым числом электронов, находящихся в "хвосте" квазистационарной функции распределения. Справедливо неравенство $au_{\rm f} \ll au_{\rm i}$, где $au_{\rm f}$ время установления стационарной функции распределения, τ_i — характерное время ионизации. Последнее означает, что на временах $\tau_{\rm f}$ концентрация электронов практически не меняется. Стационарное решение уравнения (36) для ядра функции распределения без учета членов $Q_{\rm in}$ и $Q_{\rm d}$ имеет вид [73, 74]

$$n(\varepsilon) = C \exp[-(6m^2c/8\pi e^2 Mq)] \int_0^\varepsilon d\varepsilon / (\nu_m^2 + \omega^2),$$
(37)

где постоянная С определяется из условия норми-

ровки. В случае $\nu_{\rm m} \sim v \sim \bar{\varepsilon}^{1/2}$ из (33) следуют хорошо известные распределения Маргенау ($\omega \neq 0$) и Дрюйвестейна ($\omega = 0$). Обратим внимание, что в широком диапазоне условий лазерное поле можно рассматривать как высокочастотное $\omega \gg \nu_{\rm m}$. Тогда из (37) немедленно получаем для любой зависимости $\nu_{\rm m}(\varepsilon)$ максвелловское распределение с эффективной температурой

$$T_{\rm e} = 4\pi e^2 M q / 3m\omega^2. \tag{38}$$

Например, для CO₂-лазера $\omega = 2\pi c/\lambda \approx$ $\approx 1,78 \cdot 10^{14}$ 1/с, а частота упругих столкновений электронов с аргоном [73] $\nu_{\rm m} \approx 5.3 \cdot 10^{12} p$ (атм) с⁻¹. Так что неравенство $\omega \gg \nu_{\rm m}$ хорошо выполняется. Для рубинового и неодимового лазеров оно только усиливается. С ростом степени ионизации в кинетическое уравнение следует включить член, связанный с электрон-электронными столкновениями, который в свою очередь способствует максвеллизации функции распределения. Таким образом, стационарное решение кинетического уравнения в высокочастотном лазерном поле при наличии упругих потерь как с тяжелыми, так и с легкими частицами имеет максвелловский вид с эффективной температурой (38). Отступления от максвелловского распределения могут быть связаны с неупругими процессами и с диффузией. Методы расчета функции распределения в случае "максвелловского" ядра и немаксвелловского "хвоста" достаточно подробно разработаны и описаны в [75]. Ниже мы воспользуемся некоторыми из них.

При воздействии на мишень лазерных импульсов микросекундного диапазона с передним фронтом ~ 50-200 нс используется другой подход к решению кинетического уравнения. Стационарное решение в этом случае приводит к очень высоким значениям средней энергии электронов ($\bar{\varepsilon} \gg \Delta$, I), при которой ионизация осуществляется мгновенно. В действительности, ионизация осуществляется на нестационарной стадии, когда электрон наберет в высокочастотном поле энергию, достаточную для ионизации атома. Сама скорость ионизации определяется временем нарастания энергии электрона до некоторой определенной величины (обычно эта величина порядка Δ). Уравнение для средней энергии электрона получается из (36) умножением на е и интегрированием по спектру [73]

$$\mathrm{d}\bar{\varepsilon} \,/\,\mathrm{d}t \,=\, \varepsilon_{\omega}\nu_{\mathrm{m}} - \,\delta\nu_{\mathrm{m}}\bar{\varepsilon} \,-\,\bar{\varepsilon}\nu_{\mathrm{d}}. \tag{39}$$

В (35) $\varepsilon_{\omega} = 4\pi e^2 q(t) / mc\omega^2$ — средняя энергия, приобретаемая электроном от высокочастотного лазерного поля при одном столкновении с атомом за счет обратного тормозного эффекта, $\delta = 2m / M$

— коэффициент упругих потерь. Время ионизации определяется из условия $\bar{\epsilon}(t_i) \approx \Delta$. Будем полагать, что на временах t_i характеристики лазерного излучения меняются мало. Тогда решение (35) имеет вид

$$\bar{\varepsilon}(t) = \varepsilon_{\omega} \nu_{\rm m} [1 - \exp(-t(\nu_{\rm d} + \delta \nu_{\rm m}))] / (\nu_{\rm d} + \delta \nu_{\rm m}).$$
(40)

Из (40) находим

$$\nu_{\rm i} = t_{\rm i}^{-1} = (\nu_{\rm d} + \delta \nu_{\rm m})/\ln[1 - \Delta(\nu_{\rm d} + \delta \nu_{\rm m})/\varepsilon_{\omega}\nu_{\rm m}].$$
(41)

Из (41) следует, что развитие ионизации возможно лишь при условии

$$\Delta(\nu_{\rm d} + \delta\nu_{\rm m}) / \varepsilon_{\omega}\nu_{\rm m} < 1.$$
(42)

Формулу (42) можно переписать в виде

$$q \ge \Delta[(l^2 / \Lambda^2) + \delta] / \varepsilon'_{\omega}, \tag{43}$$

где $\varepsilon'_{\omega} = \varepsilon_{\omega}/q$, *l*— длина свободного пробега электрона. Для CO₂-лазера $\varepsilon'_{\omega} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ эB/(MBt} \cdot \text{сm}^{-2})$. Подставляя это значение в (43), находим

$$q (\mathbf{MBT/cM^2}) > 1 \cdot 10^3 \Delta (\Im \mathbf{B}) [(l^2 / \Lambda^2) + \delta].$$
 (44)

При воздействии на гладкую поверхность длина диффузии $\Lambda \sim R$, радиус пятна фокусировки на микронеровность Λ порядка размера облака пара испаряющейся микронеровности. Если он достигает предельного значения (12), то (44) будет иметь вид

$$q_{\rm m} = \pi^2 \Delta l^2 / 3\varepsilon'_{\omega} R_{\rm m}^2. \tag{45}$$

Выше диффузия полагалась электронной. Это справедливо на начальных этапах развития ионизации, когда $R_{\rm D} \gg \Lambda$, где $R_{\rm D}$ — дебаевский радиус. При $R_{\rm D} \ll \Lambda$ диффузия становится амбиполярной и ее роль существенно снижается.

3. Образование приповерхностной лазерной плазмы в диффузионном режиме в парогазовых смесях.

3.1. Нагрев и испарение поверхности в целом. При воздействии на поверхность лазерных импульсов с длительностью $\tau > 10^{-4}$ с с характерным временем нарастания переднего фронта ~ 0,1 мс, микродефекты на поверхности успевают нагреться и испариться при относительно низких значениях интенсивности лазерного излучения (q < 1 MBt/см²). Температура электронов Т_е недостаточна, чтобы осуществить ионизацию паров, образующихся за счет испарения микродефектов. ПЛП не возникает до тех пор, пока не начнется испарение основной массы материала мишени. При этом в парогазовых смесях температура поверхности $T_{\rm w}$ не достигает температуры кипения материала мишени Ть, Образование ПЛП в парогазовых смесях наблюдалось и исследовалось у поверхности различных материалов в работах [11,

12, 23, 59—68]. Так, в [23, 59—67] оно проводилось в условиях постоянной в основное время воздействия интенсивности лазерного излучения. В качестве источников лазерного излучения В качестве источников лазерного излучения стазер с прямоугольным импульсом излучения длительностью (0,1—1,0) мс и мощностью 1—10 кВт [60] и экспериментальный образец технологического СО₂лазера непрерывного действия [61]. Размеры пятен фокусировки составляли (0,1—0,5) мм. Взаимодействие проводилось в условиях непрерывного контром температуры облучаемого образца.

Используемый набор диагностики с необходимым пространственным и временным разрешением позволил измерить мощность лазера, распределение интенсивности в пятне фокусировки, температуру мишени (пирометрия), температуру плазмы (интерферометрия), а также изучать динамику пространственной картины процесса. Эксперименты проводились на металлах и диэлектриках (Zn, Pb, In, латунь, сталь, Ti, Ni, Al, Cu, Nb, Ta, W, Mo, С, Al₂O₃, SiO₂, гетинас, оргстекло) в атмосфере воздуха, азота и его смесей с кислородом, аргона, гелия и ксенона при давлениях от 0.01 до 1 атм. С менее богатыми диагностическими возможностями близкие по духу исследования проводились в [11, 12, 68] у поверхности различных металлов при давлениях выше атмосферного. В атмосфере инертных газов у поверхности металла образуются атомарные парогазовые смеси. В них температура электронов T_{e} заметно превосходит температуру газа T_{e} . В атмосфере молекулярных газов N2, CH4, воздуха $T_{c} \approx T_{s}$: молекулярная парогазовая смесь. Пробой паров и окружающего газа в некоторых случаях наблюдают при различных значениях интенсивности лазерного излучения, а в некоторых при одном и том же значении. Имеют место гистерезисные эффекты: интенсивности лазерного излучения, необходимые для поддержания плазменного состояния, могут быть ниже значений, необходимых для его возникновения. Теоретически ПЛП в парогазовых смесях исследовалась в работах [69 — 82].

Прежде всего рассмотрим атомарные ПГС, в которых допустим отрыв температуры электронов от температуры газа. Сформировались две концепции к образованию ПЛП в атомарных парогазовых смесях. Первая, используемая в большинстве из указанных работ, основана на предположении, что характерное время изменения температуры поверхности в процессе ее нагрева лазерным излучением $\tau_{\rm m}^{-1} = (\partial \ln n_{\rm m}/\partial T) \partial T/\partial t$ велико по сравнению с характерным временем диффузии паров

 $\tau_{\rm d} \sim R^2/D_{\rm m}$ или их ионизации $\tau_{\rm i} \sim (n_{\rm m}\beta)^{-1}$. Здесь $n_{\rm m}$ — концентрация паров, T — их температура, β — коэффициент ионизации. Рассмотрим ее несколько подробнее.

3.1.1. Квазистационарная модель с ограниченным размером облака пара. В этом случае для каждого значения температуры поверхности можно говорить о квазистационарном распределении паров в пространстве. ПЛП образуется в первую очередь за счет развития ионизации в парах, а затем уже при несколько большей интенсивности разряд переходит в окружающий газ. Для определения момента начала развития бурной ионизации необходимо записать уравнения баланса заряженных частиц, их энергии, энергии тяжелых частиц, что с той или иной степенью подробности осуществлялось в указанных работах. Однако сам момент пробоя может быть определен на основе простых критериев, о которых шла речь во введении. Ниже этот вопрос излагается в основном, следуя работе [82]. Подробности можно найти в [69-81].

Прежде всего запишем стационарное ИУ для ПГС в атомарном газе. Следуя критерию Ю.П. Райзера [56], имеем

$$n_{\rm m}\beta = \nu_{\rm d}.\tag{46}$$

Учитывая малую плотность паров, плотность газа можно находить из условия постоянства давления *p*. Плотность пара металла спадает от поверхности мишени и описывается уравнением диффузии. Расчеты, выполненные в [72], для нагреваемого лазером шара, показали, что n_m слабо падает с ростом расстояния от поверхности и вблизи поверхности температура пара $T \approx T_w$, где T_w находится из (3). Концентрацию пара металла в области фокуса будем считать постоянной и определим ее в см⁻³ из выражения

$$n_{\rm m} = AT^b \exp(-\Lambda / T). \tag{47}$$

В (47) *Т* выражено в электронвольтах. *А* и *b* — постоянные, приведенные для различных металлов, например, в [83 — 84]. Коэффициент ионизации β в случае невысоких электронных температур T_e , когда "узкое место" лежит в области возбужденных состояний, определяется выражением [75]

$$\beta = (2\Gamma \Lambda_1 \Sigma_i / 3\pi^{1/2} g_1) (\text{Ry} / T_c)^3 \exp(-I / T_e) =$$
$$= \beta^* \exp(-I / T_e), \qquad (48)$$

где Σ_i — статистическая сумма иона металла, g_1 статистический вес основного состояния атома металла, $\Gamma = 1,73 \cdot 10^{-7}$ см³/с, $\Lambda_1 = 0,2,$ Ry = 13,6 эВ. В формуле (46) $\nu_d = D_a/R'^2$, где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии.



Рис. 3. Плоскость безразмерных $q - E/t^{1/2}$ для парогазовых смесей. Линия 1 соответствует нагреву мишени до температуры кипения, 2 – лазерный импульс из работы [83], 3 – граница РРИ для Al, Ni, Al и т.д. – границы области пробоя для Ni, Al и других металлов

Запишем теперь ТУ, которое сводится к необходимости обеспечить такие значения T и T_e , чтобы выполнялось условие (46). T определим из (3). Это означает, что пробой происходит до начала РРИ. В пользу такого предположения говорит отсутствие каких-либо следов разрушения мишени после лазерного воздействия, отмеченное в [63 — 65].

Для определения T_е воспользуемся моделью с ограниченным размером облака пара [78]. Эта модель основана на исследованиях, проведенных в работах [72-80], где показано, что в балансе электронного газа, помимо упругих потерь, существенную роль играют потери, связанные с электронной теплопроводностью. Роль последней сводится к выравниванию электронной температуры по некоторой области размером R', где R' = aR, *R* — радиус пятна фокусировки. Благодаря электронной теплопроводности действительный размер области с горячими электронами несколько больше R и согласно расчетам [78] a = 3,5-4. Внутри области размером R' баланс энергии электронов определяется их нагревом в поле лазерного излучения и упругими потерями. Это приводит к следующему выражению для электронной температуры

$$T_{\rm e} = T + (\varepsilon_{\omega}' q / \delta); \tag{49}$$

здесь $\varepsilon'_{\omega} = [8\pi e^2(2-\zeta)/3mc\omega^2](R/R')^2$.

Соотношения (3), (47), (49) являются необходимыми и достаточными условиями пробоя. Из них находится интенсивность, при которой образуется плазма паров материала мишени. Перейдем к безразмерным единицам. Однако в отличие от (6) температуру, потенциал ионизации, работу парообразования нормируем на $T_{\rm b}$, т.е. $T'_{\rm e} = T_{\rm c}/T_{\rm b}$, $T' = T/T_{\rm b}$ и т.д. Для энергии, интенсивности и времени удобно ввести $E' = E/E_{\rm v}$, $q' = q/q_{\rm v}$, $t' = t_X/R^2$, где

$$E_{\rm v} = \xi \rho c R T_{\rm b} / \zeta, \quad q_{\rm v} = \zeta \rho c \chi T_{\rm b} / \zeta R. \tag{50}$$

В безразмерных переменных уравнение для *Т* (3) будет иметь вид (штрихи у безразмерных переменных опущены)

$$T = E / t^{1/2}.$$
 (51)

Баланс энергии электронов (49)

$$T_{\rm e} = (E/t^{1/2}) + Bq, \tag{52}$$

где $B = \varepsilon_{\omega} c\rho \chi / \zeta \delta R$. Переходя к безразмерным единицам в (46), используя (50), (51), находим связь между пороговыми значениями $E/t^{1/2}$ и q

$$I / (Et^{-1/2} + Bq) + (\Lambda / Et^{-1/2}) =$$

= ln(AT^b T^b_e \beta⁸ / \nu_d). (53)

Выражение (53), помимо явной зависимости от $E/t^{1/2}$, q, зависит от этих величин через T и T_e , входящих в него под знаком логарифма. Однако эта зависимость слабая.

Представим полученные зависимости на плоскости безразмерных переменных $q - E/t^{1/2}$ (рис. 3). Прежде всего проведем вертикальную прямую (1) согласно уравнению $E/t^{1/2} = 1$, соответствующую нагреву поверхности до $T = T_{\rm b}$. Ясно, что линии, соответствующие границе области пробоя, должны лежать левее этой прямой, поскольку пробой паров в рассматриваемых парогазовых смесях должен происходить при $T < T_{\rm b}$. На рис. 3 нанесены также линии $q(E/t^{1/2})$ по (53) для различных металлов. Значения *q* и $E/t^{1/2}$, лежащие справа от этих линий, соответствуют режимам образования ПЛП в парах данного материала. На рис. 3 также нанесен экспериментальный лазерный импульс (2) с пороговой интенсивностью $q_{\rm th}$, построенный по [65] для Al. Видно, что границы областей пробоя для материалов со сходными теплофизическими свойствами (Ni, Al, Cu, Nb, Ta, W) при данном выборе безразмерных координат либо сливаются, либо лежат достаточно близко друг к другу. Необходимые теплофизические характеристики рассматриваемых материалов, расчетные [82] и экспериментальные [66] значения пороговых интенсивностей приведены в табл. IV. Как видно, последние согласуются друг с другом, что свидетельствует о применимости способа определения пороговых величин на основе ТУ и ИУ условий.

Наряду с определением пороговых значений исследовалось собственно состояние плазмы, обра-

Материал	А, 10 ²⁴ см ⁻³	b	Л, эВ	І, эВ	<i>Т</i> ь, кК	ς	<i>χ</i> , см ² / с	Интенсивность кипения $q_{\rm b}$, MBт/см ²		Пороговая интенсив- ность q _{th} , МВт/см ²	
								Расчет	Экперимент	Расчет	Экперимент
Ni	4,1	-2	4,5	7,6	3,2	0,04	0,4	5,5	>4	3,7	>4
Al	0,14	-2	3,3	6	2,8	0,04	0,5	4,9	4.	3,8	3,8
Cu	3,85	-1,2	3,5	7,7	2,8	0,04	0,4	6,5	>4	4	>4
Nb	6,07	0,3	7,5	6,9	5,1	0,06	0,2	5,8	—	3,1	
Та	16,4	-1	8,1	7,9	5,6	0,07	0,2	4,4	3,6	2,4	3
w	51	-0,5	8,7	8	5,7	0,06	0,2	5,9	>4	3,2	>4

Таблица IV. Теплофизические характеристики металлов и пороги образования ПЛП

зующейся в результате лазерного воздействия. Как стало ясным, она является своеобразной и интересной разновидностью низкотемпературной, нестационарной, неравновесной, пространственно неоднородной плазмы. Своеобразие диктуется нагревом высокочастотным лазерным полем, наличием поставляющей пары поверхности, кратковременностью воздействия, локализацией источника энерговыделения в области фокуса и т.д.

В ранних работах [70, 71, 72] задача рассматривалась в предположении о наличии ионизационного равновесия пара (его концентрация связана с концентрацией электронов формулой Саха при Т.). Авторы полагали, что пробой наступал, когда Т. достигает достаточно высокого значения Т* (оно принималось равным 10-15 кК). Однако дальнейшие исследования показали, что более адекватное описание экспериментальных данных получается при рассмотрении неравновесной ионизации. Причиной нарушения ионизационного равновесия могут быть диффузионные потери [73-80]. При их наличии и одновременно с процессами ионизации и рекомбинации, связанными с электронным ударом, уравнение для концентрации электронов на оси луча имеет вид [75]

$$n_{\rm e} = n_{\rm m} [1 + (n_{\rm e} / K_{\rm m}) + (1 / n_{\rm e} \beta_{\rm m} (\tau_{\rm d})_{\rm m})]^{-1} + n [1 + (n_{\rm e} / K) + (1 / n_{\rm e} \beta \tau_{\rm d} F)]^{-1}.$$
(54)

Первое слагаемое в (54) соответствует стационарной неравновесной концентрации ионов паров. Относящиеся к парам величины снабжены индексом *m*. Второе — ионам газа (без индекса), *n* концентрация атомов газа. При выводе (54) предполагалось, что ионизация и рекомбинация вызваны столкновениями с электронами, так что $\alpha = \beta / K$, где α — коэффициент ионизации, *K* константа ионизационного равновесия. Функция *F* учитывает возможное отступление от максвелловского распределения электронов в области больших энергий в кинетике ионизации основного газа [75]. На рис. 4 представлена зависимость $n_e(T_e)$, рассчитанная по уравнению (54) для смеси аргон — пары титана, применительно к условиям эксперимента [80]: *p* = 1 атм, *T*_w = 0,25 эВ. Кривая *1* на рис. 4 соответствует ионизационному равновесию. Кривая $2 - \tau_{\rm d} = 0,4$ с (R = 2 см) и кривая 3 - $\tau_{\rm d} = 0, 4 \cdot 10^{-3}$ с (R = 0,02 см). Видно, что неравновесная зависимость $n_{a}(T_{a})$ имеет качественно иной вид, нежели равновесная. Последняя монотонная и на ней не видно участков резкого роста, которые можно интерпретировать как пробой. На неравновесной зависимости можно выделить несколько состояний ПЛП. При низких Т. объемная ионизация малоэффективна и не может компенсировать диффузионных потерь. Уровень концентрации электронов будет определяться диффузией в



Рис. 4. Зависимость $n_c(T_c)$, рассчитанная по уравнению (54) для смеси аргон-пары тантала применительно к условиям эксперимента [80]



Рис. 5. Значения T_c и x на оси лазерного луча у поверхности тантала в атмосфере аргона в зависимости от интенсивности. $I - T_c$, 2 - x (степень ионизации паров), пунктир — ход x в предположении равновесия

зону нагрева электронов, рождающихся за счет термической ионизации паров при температуре поверхности. По порядку величины в этом диффузионном режиме $n_e \sim (n_m K_m)^{1/2}$. Эта величина отмечена на рис. 4 пунктиром. С ростом T_e эффективность ионизации увеличивается чрезвычайно быстро и при достижении некоторого порогового значения T_A происходит практически скачкообразный переход от диффузионного режима к режиму с объемной ионизацией паров металла (ветвь *AB*). Пороговое значение T_A определяется из условия

 $n_{\rm m}\beta_{\rm m}(\tau_{\rm d}) \geq 1.$

При дальнейшем увеличении T_e (ветвь *BC*) n_e плавно нарастает за счет увеличения степени ионизации паров. В точке *C* начинается ионизация основного газа. При этом

 $n \, \beta \tau_{\mathrm{d}} F \geq 1.$

Величина $F \ll 1$, так как она определяется относительно низкой n_e в точке *C*. В дальнейшем при увеличении n_e за счет ионизации основного газа критерий (55) выполняется при меньших значениях T_e . Рост n_e сопровождается падением T_e (ветвь *CD*). В точке *D* величина $F \approx 1$ и поэтому $n \beta \tau_d \ge 1$. И далее n_e изменяется по равновесной зависимости (ветвь *DE*). Нетрудно показать, что падающий участок *DC* неустойчив. Поэтому реально, достигнув точки *C*, плазма скачком перейдет в состояние *E* с существенной ионизацией основного газа. Этот переход отмечен на рис. 4 стрелкой. Однако, если теперь, находясь в состоянии *E*, уменьшать T_e , n_e будет изменяться по устойчивой ветви *ED*. В точке *D* плазма скачком переходит в состояние с гораздо более низкими значениями $n_{\rm e}$. Причем, если для кривой 2 — это переход в состояние с ионизованными парами, то для кривой 3 — к диффузионному состоянию. Видно, что в последнем случае $T_D < T_A < T_C$.Температура погасания разряда в основном газе может быть ниже температуры зажигания разряда в парах T_A и температуры зажигания разряда в основном газе T_C . Такие закономерности наблюдались в [80].

Качественные закономерности, вытекающие из уравнения (54), были подтверждены более детальными расчетами [96—100], где в цилиндрической геометрии были записаны уравнения баланса числа электронов и их энергии для атомарного газа с примесью паров металла, находящегося под воздействием лазерного луча. Показано, что температура и концентрация электронов на оси лазерного луча, как функции интенсивности, претерпевают разрыв при определенном значении последней. В [96, 97] это сделано путем численного решения этих уравнений, а в [98, 99] — приближенного аналитического. На рис. 5 представлены результаты численного расчета [96]. Рассматривался аргон с примесью паров тантала $n_{\rm TA} / n_{\rm Ar} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ при T = 0.175 эВ и давлении 1 атм. Радиус лазерного луча равнялся R = 0,06 см. При низких *q* степень ионизации мала и остается практически постоянной вплоть до пробойных значений q = 8,2 MBT/см². После этого происходит скачкообразный рост температуры и степени ионизации. Последняя меняется на шесть порядков, достигая состояния полной ионизации пара. Температура Т. как до пробоя, так и после пробоя растет линейно, в момент пробоя испытывает скачок.

3.1.2. Нестационарная модель. В этой модели время $\tau_{\rm m}$ считается малым по сравнению с временем диффузии или ионизации. Это означает, что пары, покидающие поверхность площадью πR^2 , не успевают существенно проникнуть в окружающий газ. В уравнениях для n_e и T_e становятся не существенными члены, описывающие пространственный перенос. В этом предположении такая система численно решалась в [97]. Рассматривалась танталовая мишень в аргоне при p = 1 атм и R = 0,2 мм. Результаты расчета приведены на рис. 6. Заметим, что рис. 6, а соответствует допробойной ситуации, в то время как рис. 6,6 соответствует пробою в конце лазерного импульса. Обсудим временную зависимость главных характеристик ПЛП. Как видно из рис. 6, температура поверхности медленно возрастает в обоих случаях. Концентрация паров n_m (здесь и ниже концентрация тяжелых частиц метал-

ла) изменяется на много порядков. К концу импульса в случае *а* мы имеем $n_{\rm m} \sim 10^{11} {\rm ~cm^{-3}}$. В случае б получаем $n_{\rm m} \sim 10^{14}$ см⁻³. Интересна временная зависимость T_{e} . За очень короткое время $T_{\rm c}$ достигает квазистационарного значения, которое на начальном этапе, пока мало паров и нет потерь на ионизацию, определяется нагревом лазерным излучением и упругими потерями. Когда q = 2MBт/см², такая ситуация сохраняется до конца импульса и $n_e \ll n_m$. Только в самом конце импульса наблюдается некоторое возрастание n. В случае б $n_{\rm m} \approx n^+$ с самого начала процесса, хотя потенциал ионизации тантала заметно меньше, чем аргона, концентрация паров тантала достаточно мала, чтобы обеспечить это равенство. Видно, что $n_{\rm m}^+$ и n^+ возрастают быстрее, чем $n_{\rm m}$ и в некоторый момент сравниваются с n_m. В этот момент ионизационные потери становятся важными в балансе энергии электронного газа, T_e заметно падает, концентрации $n_{\rm m}^+$ и n^+ резко возрастают — происходит пробой. После пробоя потери на ионизацию компенсируются встречным процессом и T_e снова возрастает. Пробой газа и паров происходит практически одновременно. Это подтверждается экспериментальными данными [84], выполненными при близких значениях параметров. Рассмотренные квазистационарная и нестационарная модели в некотором смысле являются альтернативными. Первая справедлива при условиях, когда время диффузии много меньше времени изменения плотности паров металла, вторая — в противоположном случае. В реальных условиях могут реализоваться обе из этих ситуаций. Так, в [84] при R = 0.25 мм пробой паров и окружающего газа происходит при q = 3 MBt/cm², что согласуется с выводами нестационарной модели. Когда радиус фокального пятна уменьшается до 0,1 мм, время диффузии становится существенно меньше, поскольку $au_{\rm d} \sim R^2/D$, отношение характерных времен сдвигается в пользу квазистационарной модели. В эксперименте [84] появляется различие в пробойной интенсивности для Та и Ar, типичное для квазистационарной модели.

Рассмотрим теперь особенности образования ПЛП в молекулярных ПГС. В них, помимо отмеченного выше малого отрыва T_e от T, более сложный состав и соответственно более сложная кинетика ионизации. Как и в случае атомарных газов, пробой инициируется развитием ионизации в парах металла, являющихся примесью в молекулярном газе. В [90] предполагалось наличие ионизационного равновесия и примерное постоянство



Рис. 6. Зависимость от времени параметров ПЛП для танталовой мишени в аргоне и $q = 2 \text{ MBT/cm}^2$ (*a*) и 2,6 MBT/cm² (*б*)

концентрации паров в области фокуса. В таком случае задача сводится к решению уравнения теплопроводности с источником тепла, экспоненциально зависящим от температуры. Для сферически-симметричной геометрии это эквивалентно задаче о несимметричном воспламенении или о поджиге горячей поверхности [103]. Полученное на основе такого подхода пороговое значение *q* слабо зависит от свойств окружающего газа (q практически не зависит от p и $q \sim 1 / R$). В эксперименте [81] зафиксированы другие зависимости ($q \sim p^{-1/2}$; $q \sim 1/R^2$). При тепловом взрыве происходит резкое повышение температуры среды и пары, и окружающий газ ионизуются практически одновременно. Так что в рамках этой модели пробой в парах и в основном газе не различим.

Пробой паров в молекулярном газе на основе неравновесной кинетики ионизации рассматривался в [94, 99]. В молекулярной ПГС $T_e \approx T$. Для этого необходимо, чтобы за время τ_m энергия лазерного излучения должна успеть перейти в поступательную энергию молекулярного газа, что возможно, если времена передачи энергии электронного к молекулярному газу τ (e – m) и колебательно-поступательного обмена τ (m – m) малы по сравнению с τ_m и τ_d Для молекулярного азота в условиях эксперимента [75] при p = 1 атм, R = 0,2 мм и $D \sim 10$ см²/с характерные времена задачи таковы: $\tau_m \sim 5 \cdot 10^{-4}$ с, $\tau_d \sim 4 \cdot 10^{-5}$ с, τ (e – m) $\sim 10^{-9}$ — 10^{-10} с, τ (m – m) $\sim 10^{-5}$ с. Так что условие для существования единой температуры смеси выполняется.

ИН имеет вид (46) с $\tau_{\rm d} = R_{\rm d}^2 / D_{\rm a}$, где $R_{\rm d}$ — характерный радиус диффузии, зависящий от профиля температуры. Для получения ТУ необходимо рассмотреть уравнение баланса температуры газа. При сделанных допущениях вся энергия лазерного излучения идет на нагрев газа. Потери связаны с его теплопроводностью, поэтому

$$-\nabla (\varkappa \nabla T) = \varepsilon'_{\omega} q \nu n_{\rm e}, \tag{56}$$

где ж — коэффициент теплопроводности молекулярного пара. Решение (56) нужно найти при условии (46), когда убыль электронов за счет диффузии сравнивается с их прибылью за счет объемной ионизации. Благодаря чрезвычайно резкой зависимости скорости ионизации от температуры небольшое превышение интенсивности над значением, определяемым из (46), приводит к доминированию процессов ионизации и рекомбинации над диффузией. Концентрация электронов в этом случае определяется из уравнения $n_{\rm e} = (n_{\rm m}\beta/\alpha)^{1/2}$, где α — коэффициент рекомбинации. Последнее соотношение, если кинетика ионизации рекомбинации определяется столкновениями с электронами, приводит к формуле Саха. Действительно, в этом случае $\beta / \alpha = K^{-1}$, где $K = h^3 \Sigma_{\rm a} \exp(-I/T) / (2\pi m T)^{3/2} \cdot 2\Sigma_{\rm i}$ — константа ионизационного равновесия, $\Sigma_{\rm a}$, $\Sigma_{\rm i}$ – статистические суммы атома и иона паров металла. Уравнения типа (56) с источником тепла, экспоненциально зависящим от температуры, совместно с уравнением для баланса электронов, в котором учитывались процессы ионизации-рекомбинации и амбиполярная диффузия в цилиндрической геометрии, решались в [99]. Для решения использовались пробные функции. Рассматривалась смесь паров тантала и молекулярного азота при давлении в 1 атм, на которую воздействовал луч СО2 лазера. Результаты решения представлены на рис. 7, 8. На первом из них приведена зависимость температуры на оси Т от мощности лазера для различных размеров пятна фокусировки R = 0.015 мм (кривая 1), 0,03 (2), 0,3 (3), 30 (5) и больше. Видно, что эти S-образные зависимости заключены между двумя линиями. Первая из них (I) соответствует



Рис. 7, Зависимость температуры на оси лазерного луча у поверхности тантала в молекулярном азоте от мощности



Рис. 8. Зависимость мощности пробоя паров в азоте от температуры поверхности. Точки — экспериментальные данные [81] для Та, сплошные кривые — расчет [95] для p = 1 атм, $R = 1,5 \cdot 10^{-2}$ см: *1*—Nb, Mo, 2—Ta, 3—W

 $n_{\rm e} = n_{\rm w}$, где $n_{\rm w}$ — равновесная концентрация электронов при $T = T_{\rm w}$ ($T_{\rm w}$ — температура окружающей среды). Вторая (II) — $n_{\rm e} = n_{\rm M}$, где $n_{\rm M}$ концентрация паров металла. Увеличение радиуса луча эквивалентно уменьшению роли амбиполярной диффузии в неравновесной ионизации. Оно приводит к уменьшению лазерной мощности, при которой система может существовать в двух однородных состояниях. Ионизация паров металла становится равновесной при $R \ge 3$ см.

Сравнение рассчитанной мощности пробоя *W* [86] с экспериментальными данными из [81] представлено на рис. 8. Как видно, имеет согласие по зависимости *W* от температуры поверхности металла. Соответствующей эксперименту является также

зависимость W от сорта металла. Эта корреляция определяется величиной $\Lambda / T_w + I/T$, что подтверждает предложенную концепцию пробоя для молекулярных газов.

3.2. Нагрев и испарение аэрозольных частиц. По логике изложения следовало бы описать результаты по инициированию ПЛП за счет нагрева и испарения микродефектов поверхности в диффузионном режиме. Однако в отличие от аэрозольных частиц эксперименты, подтверждающие такую возможность, в настоящее время отсутствуют, поэтому перейдем к описанию случаев, когда плазма инициируется нагревом и испарением аэрозольных частиц в диффузионном режиме.

Такая ситуация реализуется при низкопороговом коллективном оптическом пробое в газе (НКОП) с взвешенными аэрозольными частицами. НКОП возникает в результате нагрева частиц лазерным лучом, их испарения и образования в результате слияния микрофакелов от отдельных частиц плазменного облака [104—108]. Испарение частиц, как правило, происходит при температуре ниже температуры кипения, так что плазменное облако является парогазовым. Вследствие его больших размеров по сравнению с парогазовым облаком от отдельной частицы, развитие ионизации облегчается. Интенсивности пробоя при наличии НКОП весьма низки и достигают значений 0,2—5 МВт/см².

Для реализации РРИ в диффузионном режиме (область на рис. 2) необходимо, чтобы $T^* \leq T_{\rm b}$. Используя (27), это неравенство можно переписать в виде

$$r \ge \zeta (A\Lambda / RT) E / 4\rho\Lambda.$$
(57)

С другой стороны, РРИ справедлив, если $q < q^*$. Последнее неравенство также может быть переписано, как ограничение на размер частицы

$$r \ge (\zeta E / 4\rho \Lambda) \ln(4\rho \Lambda v_0 / q\zeta).$$
(58)

Из неравенств (57), (58) следует выбрать наиболее сильное. Так, в условиях эксперимента [100] $q \approx 1$ МВт/см², $E \approx 500 \text{ Дж/см}^2$. Для Al неравенства (52) и (53) выполняются при $r \geq 30$ мкм. Наблюдался НКОП для частиц Al с r = 80 мкм, что свидетельствует о реализации РРИ в диффузионном режиме.

Развитие ионизации в ПГС, образованной перекрывшимися облаками отдельных испарившихся в окружающий молекулярный газ (воздух) частиц, подобно рассмотренному нами в разделе 3.1. Температура смеси определяется из баланса поглощаемой лазерной энергии и потерь, связанных с ее теплопроводностью. Так, в [110] для этого записано условие, вытекающее из рассмотрения волны медленного горения [73]. Помимо поглощения лазерного излучения, связанного с обратным тормозным эффектом, в [110] предложен еще один механизм. Он связан с поглощением излучения мельчайшими капельками конденсированной фазы (кластерами), имеющимися в паре при температурах ниже температуры насыщения T_s . Этими предположениями удается частично объяснить экспериментальные данные [104], хотя для малых частиц с r < 10 мкм существует расхождение. Это может быть связано с переходом к гидродинамическому режиму испарения таких частиц, который мы рассмотрим в следующем разделе.

4. Образование плазмы в гидродинамическом режиме при наличии эрозионного факела. Исторически сложилось так, что первоначально пробой вблизи поверхности облучаемых материалов начали исследовать в условиях, когда реализовывался РРИ, при котором температура поверхности выше температуры кипения материала. Образуется струя паров, давление в которой выше давления окружающего газа [2, 3, 19]. Возникновение ПЛП объяснялось в рамках так называемой испарительной или тепловой модели [3, 19, 25, 26, 109-120]. Согласно последней пробой происходит вследствие развития электронной лавины в струе плотных паров. Для этого фактически необходимо выполнить ИУ, рассмотренное в разделе 2.6. Как ясно из вышеизложенного, его нужно дополнить ТУ, адекватным рассматриваемому режиму истечения паров, что будет сделано ниже. В работах [35, 36] пробой в парах рассматривался, как "вспышка поглощения" в плотных, равновесно разогреваемых лазерным излучением парах. По мере роста толщины слоя пара у поверхности его охлаждение за счет расширения уменьшается и сравнивается с нагревом за счет поглощения лазерного излучения паром и частицами конденсата, начинается локальное повышение температуры, которое быстро нарастает из-за нелинейной зависимости коэффициента поглощения паров от температуры. Одновременно нарастает степень ионизации пара. Возникает "вспышка" поглощения и вспышка в прямом смысле слова излучения вследствие резкого увеличения его светимости, происходит пробой пара. Такая модель ограничена условиями, когда степень ионизации может считаться равновесной.

Несколько особняком стоят модели, предполагающие в качестве основного механизма образования ПЛП лавинную ионизацию в прилегающих к мишени слоях газа, порог которой снижается благодаря электронной эмиссии с мишени [121] и предварительному прогреву газа ударной волной, возбуждаемой выбросом вещества мишени [122]. В [121] проводилось облучение различных материалов импульсным СО₂-лазером в воздухе. Наиболее сильно порог пробоя снижают металлы. При этом металлы, способные нагреваться до высокой температуры без перехода в другое фазовое состояние, эффективнее обеспечивают термоэлектронную эмиссию, вызывая большее снижение порога пробоя. Оценка влияния роста концентрации электронов вблизи поверхности на снижение порога пробоя выполнена в [19]. Так, рост концентрации электронов с 1 см⁻³ до 10¹⁴ см⁻³ приводит к снижению пороговой интенсивности пробоя в 4,5 раза. В то же время в [121] порог в зависимости от вида материала снижался на 1-2 порядка по сравнению с пробоем чистого воздуха. Таким образом, увеличение начальной концентрации электронов за счет термоэмиссии с поверхности мишени не может объяснить наблюдаемые в опытах уровни порогов пробоя. В [122] полагалось, что под действием лазерного излучения с поверхности мишени выбрасывается слой вещества толщиной порядка глубины поглощения в материале мишени. В дальнейшем этот слой действует подобно ускоряющему поршню и создает в окружающем воздухе ударную волну. В ней возникает некоторая начальная степень ионизации воздуха, после чего под действием лазерного излучения становится возможным развитие электронной лавины.

Несмотря на различие моделей и подходов порог и возникновение ПЛП и в эрозионных факелах могут быть также определены с помощью адекватно записанных ТУ и ИУ.

4.1. Нагрев и испарение поверхности. В работах [80-84], где исследовалось воздействие лазерных импульсов миллисекундной длительности на поверхности различных материалов, наряду с диффузионными режимами было обнаружено, что во многих случаях реализуются гидродинамические режимы. Характерные состояния плазмы из работы [84] представлены на рис. 9, а $- \delta$. На рис. 9, $r - \kappa$ изображены регистрировавшиеся осциллограммы интенсивностей характеристических линий излучения плазмы, иллюстрирующие динамику ее спектрального состава. Для большого количества материалов до оптического пробоя возникает эрозионный факел продуктов разрушения мишени, ориентированный нормально к ее поверхности независимо от направ-



Рис. 9. Схематическое изображение состояний ПЛП вблизи поверхности Ті. a — Эрозионный факел в воздухе (W = 2 кВт). δ — Оптический разряд в парах в воздухе (W = 6 кВт). e — Оптический разряд в газе в аргоне (W = 6 кВт). e — Зависимость мощности лазера от времени. ∂ — ∞ — Осциллограммы сигналов с приемников интенсивностей излучения; I — интегральное свечение, 2 — линия Ті 115129 см⁻¹, 3 — линия Ar 114619 см⁻¹; ∂ — e — для рис. a - e

ления падающего излучения (рис. 9,*a*). Спектр его излучения состоит из чувствительных линий атомов и полос молекул материала мишени и соединений с окружающим газом (рис. 9,*d*). При некотором повышении интенсивности происходит оптический пробой паров мишени, сопровождающийся формированием другого состояния ПЛП — оптического разряда в этих парах. Для него характерно появление асимметричного "отростка" плазмы по направлению падающего лазерного луча (рис. 9,6). Спектр излучения плазмы оптического разряда в парах состоит из линий атомов и ионов материала мишени (рис. 9,е), причем область светимости линий ионов сосредоточена в перетяжке лазерного пучка. Дальнейшее повышение мощности излучения сопровождается переходом плазмы в новое состояние — плазму оптического разряда газа. Оптический разряд в газе вытягивается вдоль направления лазерного луча (рис. 9.6), значительно удаляясь от поверхности мишени. Плазма при этом существует и в отраженном от поверхности мишени луче, но интенсивность ее свечения слабее. Наиболее интенсивными линиями в спектре излучения такой плазмы становятся линии ионов газа (рис. 9, ж).

Необходимо отметить, что описанная выше последовательность смены различных состояний (эрозионный факел — оптический разряд в парах — оптический разряд в газе) с ростом мощности излучения может нарушаться при воздействии на С высокой отражательной способностью и теплопроводностью (Cu, Al) или на тугоплавкие металлы (W, Ta и др.), т.е. когда нагрев облучаемой поверхности затруднен. В этом случае плазма оптического разряда может возникнуть до появления эрозионного факела в диффузионном режиме (см. предыдущий раздел).

Параметры ПЛП в различных состояниях существенно различны. Исследования спектральных характеристик эрозионного факела позволили установить, что он является струей паров материала мишени с температурой, близкой к температуре кипения ее материала [83]. Эрозионный факел является прозрачной для излучения СО2-лазера струей паров материала мишени, не влияющей на эффективность воздействия излучения на вещество. Параметры ПЛП зависят от материала мишени и газа и сравнительно мало меняются с ростом мощности лазера в пределах одного состояния. Температура плазмы разряда в парах составляла в условиях эксперимента $T \approx 8 - 12$ кК на оси разряда вблизи мишени и быстро падала по мере удаления от нее. Максимальная температура плазмы разряда в газе Т ≈20-24 кК. Концентрации электронов в разряде в парах металлов и в газе лежали в пределах $n_{2} \approx (1-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Вблизи поверхности легкоплавких металлов, имеющих относительно низкие температуры кипе-

ния Pb, Zn, In, пробой эрозионного факела металлических атомарных паров происходит при небольшом превышении интенсивности лазерного излучения значением, необходимым для образования факела [23]. Пробойные интенсивности в этом случае лежат в пределах 0,5 — 3 МВт/см². Концепция пробоя для этих условий была выдвинута в [123].

В отличие от рассмотренных нами металлов с относительно высокими Т_ь, когда термическая ионизация у поверхности обеспечивает достаточно высокие значения начальной концентрации электронов, для рассматриваемой группы легкоплавких металлов значения Т_ь малы и соответствующая концентрация электронов очень низка. При этом $r_{\rm d} > R$, поэтому на первом этапе нагрева диффузия чисто электронная ($\tau_{\rm d} \approx R^2/D_{\rm e}$). При давлении окружающего газа ≈ 1 атм, $R \sim 10^{-2}$ см, $t_{\rm d} \approx 10^{-8}$ с. Для развития лавины необходимо, чтобы $\nu_{\rm i} \geq \tau_{\rm d}^{-1}$, где $\nu_{\rm i}$ — частота ионизации. Здесь необходимо отметить специфический механизм ионизации в рассматриваемых условиях. Потери энергии электронов, нагреваемых полем лазера, обусловлены упругими столкновениями. Так что при q = 0.5 - 3 MBT/см² оценка T_e , выполненная по (44) дает значения $T_{e} \approx 1,5-2$ эВ, что намного превышает Т.,. Из-за высоких значений Т и большой плотности газа $n \sim 10^{18} - 10^{19}$ см⁻³ каждый электрон, достигший энергии $\varepsilon \sim I$, мгновенно ионизует атом. Частота ионизации определяется числом электронов, поступающих за счет диффузии по энергетической оси в область $\varepsilon \sim I$. Причем диффузия в данном случае осуществляется за счет столкновений электронов с атомами. Для расчета скорости ионизации применимо приближение "бесконечного стока" [75]

$$\nu_{\rm i} = \delta \nu(I) I^{3/2} \exp(-I/T_{\rm e}) / T_{\rm e}^{3/2}, \tag{59}$$

где $\nu(I)$ — частота упругих столкновений электронов с атомами при энергии электронов $\varepsilon \sim I$. Согласно (59) значение $\nu_i \sim 10^6 \text{ c}^{-1} < \nu_d$, так что пока $T < T_b$, ионизации не происходит. Как только $T > T_b$, происходит переход в режим струйного испарения. С повышением T давление и плотность пара в струе быстро нарастают. Также возрастает и частота упругих соударений электронов, определяемая уже столкновениями с атомами пара, и скорость ионизации ν_i . Частота диффузионных потерь $\sim 1 / n_m$ падает. При давлении порядка нескольких атмосфер $\nu_i \sim \nu_d \sim 10^6 \text{ c}^{-1}$. Скорость струи в газе становится близкой к скорости струи в вакууме. Происходит смена вида потерь — на первый план выступает конвективный снос электро-

Таблица	v
---------	---

	R = 0,1 MM									J	R = 0,25 M	ім	
	Ть	Ι	Λ	$q_{ m b}$	q	q	T _w	n _v	> q _b	q	q	T _w	n _v
					Э	р				э	р		<u> </u>
Zn	0,102	9,4	1,2	2,2	3,4	3,3	0,13	9,9	0,7	1,0	1,	0,13	9,0
Pb	0,175	7,4	2,0	0,7	1,3	1,2	0,2	3,9	0,3	0,7	0,7	0,2	3,4
In	0,202	5,8	2,5	1,9	2,6	2,9	0,27	4,5	0,8	1,2	1,3	0,26	2,3

нов в струе с характерным временем ~ $R/v \sim 10^{-7}$ с (v_v - скорость струи, равная по порядку величины скорости звука v_s). Таким образом, для пробоя необходимо, чтобы за время пролета паром характерного расстояния ~ R плотность электронов успевала бы нарасти от начальных низких значений $n_{\rm i}$ (порядка 1 см⁻³, что может определяться фоновой радиоактивностью) до достаточно высоких значений $n_{\rm f}$. В качестве $n_{\rm f}$ можно выбрать концентрацию электронов, при которой частота обмена энергией в результате упругих столкновений с атомами пара сравнивается с частотой электрон-ионных соударений. При достижении $n_e \sim n_f$ дальнейшее развитие ионизации происходит очень быстро и пар мгновенно оказывается в высокоионизованном состоянии. Нестационарное ИУ имеет вид [73]

$$\ln(n_{\rm f} / n_{\rm i})\nu_{\rm i}^{-1} = R / v.$$
(60)

Для выполнения критерия (60) необходимы определенные значения концентрации паров n_m и скорости разлета v, которые в свою очередь зависят от температуры поверхности T_w —ТУ. Допустим, что к моменту перехода к струйному испарению выполняется РРИ, т.е. $T^* \ge T_b$. Тогда для испарения слоя поверхности толщиной d можно использовать (13). Деля (13) на $t - t^*$ и используя закон сохранения массы $\rho v = \rho_v v_v$, получим

$$n_{\rm v}v_{\rm v}\Lambda = \zeta(E - E^*) / (t - t^*).$$
 (61)

Величина $v_v \approx (1 - \varphi) (T_v / 2\pi M)^{1/2}$, где φ — коэффициент отражения частицы от поверхности, близка к скорости разлета паров в вакуум [18]. Температура в струе пара T_v из-за наличия кнудсеновского слоя связана с температурой поверхности T_w соотношением [18] $T_v = 0,67T_w$. Давление в струе выражается через давление насыщенного пара аналогично (42). В результате из (60) и (61) можно найти граничную интенсивность, при которой происходит пробой в струе паров. Рассчитанные значения *q* вместе с исходными данными и экспериментальными результатами приведены в табл. V. В таблице T_b , *I*, Λ выражены в эВ, n_v — в 10¹⁹ см⁻³, q_b , q — в MBT/см²; э — эксперимент [23], р — расчет [123], q_b — интенсивность, при которой образуется эрозионный факел. Видно, что расчетные значения вполне адекватны экспериментальным. С увеличением радиуса R значения q уменьшаются. Это связано, с одной стороны, с уменьшением значений интенсивности q_b , при которой в конце импульса температура в центре пятна фокусировки выходит на температуру кипения, а с другой, — с увеличением времени пролета характерного расстояния $\tau \sim R / v_v$. В струях достигаются большие плотности частиц порядка 10^{19} — 10^{20} см⁻³, что оправдывает применение формулы для испарения в вакуум.

В отличие от лекгоплавких металлов воздействие лазерного излучения на неметаллические вещества с большим коэффициентом поглощения и малой теплопроводностью (С, Al₂O₃, SiO₂, пластмассы и др.) интенсивности пробоя факела значительно превышают интенсивности, необходимые для его образования [23]. Так, для графита при атмосферном давлении образование струи паров происходит при $q \ge 0,5$ мвт/см², $T_w = T_b = 4$ 1 0 0 к [23]. Пробой паров же наблюдается при $q = 17 \text{ MBt/cm}^2$, $T_{w} = 5000 \text{ K}, R = 0,1 \text{мм}.$ Эрозионный факел состоит в этом случае из плотного молекулярного пара. Развитие ионизации в нем затруднено. Как показали оценки, выполненные в [124], поглощение лазерного излучения, связанное с обратным тормозным эффектом на атомах и ионах не может обеспечить интенсивностей пробоя, наблюдаемых в эксперименте. В плотном молекулярном паре спектр поглощения состоит из множества сильно уширенных перекрывающихся колебательно-вращательных линий, образующих квазиконтинуум. При этом весьма вероятно прямое поглощение лазерного излучения молекулами пара. Коэффициент поглощения может быть представлен как $\zeta = a \rho_{\rm v}$, где а — некоторая постоянная. Сечение поглощения при этом оказывается порядка $\sigma \sim 10^{-19} \text{см}^2$, Эта величина характерна для молекулярного поглощения [125]. Вследствие этого происходит разогрев пара и его ионизации. При достаточной степени ионизации включаются и другие механизмы поглощения

лазерного излучения (например, тот же обратный тормозной эффект). Возникает сильная зависимость поглощения от степени ионизации. В такой ситуации при дальнейшем разогреве возможен ионизационно-тепловой взрыв, ассоциируемый с пробоем [73]. Найдем условия, при которых разогрев молекулярного пара за счет поглощения излучения станет существенным. Запишем в одномерном приближении закон сохранения энергии для единицы массы пара, движущегося со скоростью и вдоль оси x, перпендикулярной поверхности тела $\rho u d[h +$ $+u^2/2$ /dx = $\sigma n_v q$; здесь $h = \gamma/(\gamma - 1) kT/Nm$ удельная энтальпия пара, N — число атомов в молекуле. Движение струи можно считать одномерным на расстоянии порядка *R*. Очевидно, если на расстоянии порядка *R* от поверхности изменение потока энтальпии станет порядка самого потока, то произойдет существенный разогрев струи, поэтому

$$u(h + u^2/2) \approx \sigma n_v q R.$$
(62)

Поскольку давление паров вблизи поверхности существенно превосходит давление окружающего газа, то скорость и близка к местной скорости звука $u = (\gamma kT / Nm)^{1/2}$. Для температуры пара можно воспользоваться $T_v = 0.67 T_w -$ условием прохождения потока через кнудсеновский слой [18]. Для углерода и CO₂-лазера, полагая $T_{w} = 0.43$ эВ, R = 0,1 мм, из (62) получаем $q \approx 14$ МВт/см². В эксперименте [23] в аналогичных условиях пробой наступил при q = 17 MBT/см². Согласно (57) qпадает с ростом *R*, что также согласуется с экспериментом [23]. Более подробное исследование такого механизма пробоя проведено в [126]. Для малых расстояний от поверхности решалась одномерная задача о сверхзвуковом течении пара с учетом поглощения лазерного излучения. На больших расстояниях, где течение носит трехмерный характер, поглощением лазерного излучения пренебрегалось. По результатам решения одномерной задачи определялись параметры пара за фронтом стационарной ударной волны — "висячего скачка" и находилась интенсивность лазерного излучения, при которой становился возможным ионизационно-тепловой взрыв. Полученные значения интенсивности близки к экспериментальным.

Исследование пробоя паров металлов при интенсивном испарении их поверхности под действием неодимового лазера с длительностью импульса ~ 1 мкс и интенсивностью ~ 10⁸ Вт/см² проводилось в работе [127]. При этом в числе других факторов, характерных для РРИ, таких как уменьшение отражательной способности металла, образования отверстия в образце, было подтверждено, что

Габлица VI.	Характерист	гики метал	плов и те	мпература	поверхно-
сти в момен	т пробоя (q	=380 MB	Γ/cM^2 , $R =$	=0,07 мм)	

Металл	Λ, эВ	М, а. е. м.	$T_{\rm b},~{ m K}$	Температура в момен пробоя, К		
				Расчет	Эксперимент	
Ni	4,7	59	3200	3480	3500	
Al	4,1	27	2800	3390	3200	
Cu	4,8	64	2800	3000	3100	

температура поверхности в момент пробоя практически не зависит от интенсивности падающего излучения. Она постоянна для каждого материала и на несколько сот градусов превышает температуру кипения. Авторы [127] полагали, что нагрев поверхности до температуры $T_{\rm b}$ удовлетворительно описывается решением одномерного уравнения теплопроводности. На этой основе рассчитывалась температура в момент пробоя. При этом использовалось экспериментальное значение времени от начала импульса до момента пробоя. Температура поверхности в момент пробоя измерялась также в [80]. Однако там реализовался (ДР) в парогазовой смеси, интенсивное испарение поверхности отсутствовало. Как отмечалось, в этом случае температура поверхности в момент пробоя резко снижалась с увеличением интенсивности падающего излучения. В работе [128] температура пробоя применительно к условиям этого эксперимента рассчитывалась на основе нестационарного ИУ (60). При рассматриваемых интенсивностях максимальная энергия, которую электрон может набрать в данном поле при действии упругих потерь, превышает потенциал ионизации атома металла І. Так что упругие потери не существенны. Пренебрегая в (41) $\nu_{\rm m}$ и $\nu_{\rm d}$, получим следующее выражение для частоты ионизации

$$\nu_{\rm i} = \varepsilon_{\omega} \nu_{\rm m} / \Delta$$

Подставляя его в (60), находим уравнение для температуры. Рассчитанные таким образом температуры вместе с экспериментальными значениями [127] и теплофизическими характеристиками рассматриваемых металлов приведены в табл VI.

На рис. 10 изображена зависимость температуры поверхности меди при пробое от интенсивности излучения; точками показаны результаты работы [127]. Пунктир — температура кипения.

4.2. Нагрев и испарение микродефектов. Образование ПЛП, связываемое с этим механизмом, исследовалось в работах [2, 3, 19, 40— 43, 49, 50, 56—59, 129—135]. Длительность лазерных импульсов составляла несколько микросекунд, а характерные времена нарастания импульсов —



Рис. 10. Зависимость температуры поверхности меди при пробое от интенсивности излучения. Точки — эксперимент [127], кривая — расчет [128], пунктир $T = T_{\rm b}$



Рис. 11. Границы области значений E и q, в которой происходит образование плазмы на микродефектах (7); импульсы 1-3 при E = const, 4 - при q = const, 5, 6 - пороговые ситуации

10-100 нс. Согласно представлениям, развитым в [19, 40, 49, 56, 136] и других работах, первичный очаг ППЛП возникает в результате ионизации металлического пара, образовавшегося при испарении того или иного микродефекта. При этом пробой чистого металлического пара осуществляется легче, чем пробой смеси с молекулярным газом. Поэтому пары должны оттеснить окружающий молекулярный газ [19], т.е. для дефекта должен реализоваться РРИ в гидродинамическом режиме. Для этого необходимо, чтобы $T^* \geq T_{\rm b}$. Толщина дефектов типа чешуек определяется (13), а размер парового облака (16, 17). Возможность развития лавины в паровом облаке определяется неравенством $q \ge q_{\rm m}$, где q_m находится из (45). На рис. 11 в координатах E - q построена область, где выполняются неравенства $E \geq E_{\rm b}$ и $q \geq q_{\rm m}$ — область пробоя. В этих же

координатах построены лазерные импульсы, характерные для ТЕА-лазеров. В зависимости от их положения относительно области пробоя возможны три режима плазмообразования (см. рис. 11):

E = const. Лазерный импульс пересекает вертикальную ветвь границы области пробоя, образование плазмы происходит при достижении определенного значения *E*. Этот режим возможен как на переднем, растущем, так и на падающем участке импульса (кривые 1, 2).

q = const. Лазерный импульс пересекает горизонтальную ветвь — границы области пробоя. Этот режим возможен только на растущем участке импульса (кривая 4).

Пороговый режим. Лазерный импульс касается границы области пробоя. При уменьшении энергии импульса плазма не возникает. Для рассматриваемой формы импульса пороговый режим возможен либо на падающем участке (*3*), либо если вершина импульса касается границы области пробоя (*5*).

В [56] исследовались пороги образования ПЛП при воздействии импульсного СО2-лазера на поверхности различных металлов. Параметры импульса приведены в разделе 2.2. Измерены зависимости времени плазмообразования t_d (так называемого времени задержки) от полной энергии лазерного импульса на единицу площади Е_т для различных металлов и площадей пятна фокусировки лазерного луча. По этим экспериментальным данным оказалось возможным пересчитать значения E(t) и q(t) в момент пробоя. Результаты такого пересчета, выполненного в [61], приведены на рис. 12. Кривые проведены по экспериментальным данным. Как видно из рис. 12 для Ві, АІ и полированной меди (кривые 1-3) образование плазмы происходит при q = const за исключением сравнительно узкой области малых энергий E_{τ} . Неполированная медь (кривые 4) соответствует образованию плазмы при E = const. Расчет пробойных значений E и q, соответствующих этому эксперименту, выполнен также в [61]. Толщины дефектов для Bi, Al и полированной меди были выбраны равными 0,1 мкм, а для неполированной меди — 0,4 мкм. Площади дефектов менялись от $7 \cdot 10^{-7}$ до $4 \cdot 10^{-6}$ см². На рис. 11 для каждого металла заштрихован коридор между расчетными значениями $E_{\rm b}$ и $E_{\rm r}$. Видно, что для Bi, Al и полированной меди основная масса экспериментальных точек соответствует $E > E_t$, т.е. пробой происходит после испарения дефекта. Расчетные значения q_m (они показаны на рис. 12 стрелками) согласуются с экспериментальными значениями интенсивности

пробоя. Для неполированной меди пробойные значения E близки к $E_{\rm b}$, а $q_{\rm m} < q$.

В работе [130] также исследовались условия образования плазмы на поверхности дюралюминия и стекол под воздействием излучения CO_2 лазера микросекундной длительности. Зафиксировано, что это происходит при E = const.

Выше предполагалось, что в площади пятна фокусировки находится достаточно большое число микродефектов. В этом случае влияние их статистических свойств оказывается сглаженным. Однако в реальных условиях в площади пятна фокусировки может оказаться небольшое число дефектов с существенно отличающимися размерами. В такой ситуации учет их статистических свойств приобретает важное значение для определения порогов плазмообразования. В эксперименте это проявляется в так называемом размерном эффекте, резком возрастании поверхностной энергии лазерного импульса, необходимой для образования ПЛП, с уменьшением радиуса пятна фокусировки и в существовании некоторого порогового радиуса пятна, при котором впервые появляется плазма. Размерный эффект наблюдался во многих работах [56, 121, 136, 137]. В [121] обнаружено существенное уменьшение значения порога пробоя воздуха под действием импульса CO₂-лазера с длительностью импульса ~ 1 мкс и пичком 0,2 мкс у поверхности металлических и диэлектрических мишеней с увеличением диаметра пятна облучения. В близких условиях исследовалась размерная зависимость порога проявления необратимых изменений оптических характеристик как результат пробоя у поверхности ряда прозрачных диэлектриков и металлических зеркал в [136].

Рассмотрим влияние разброса дефектов по размерам и по числу в площади пятна фокусировки на пороги плазмообразования применительно к экспериментальным условиям [56], следуя [135].

Пусть на поверхности имеется поверхностный микродефект-чешуйка толщиной d и площадью S. В площади пятна фокусировки может находиться N дефектов, имеющих распределение по толщинам d и площадям S. Изо всех этих дефектов плазму могут инициировать лишь те, у которых

$$\Sigma(d) \le E, \ q_{\rm m}(d, S) \le q. \tag{63}$$

Заметим, что, как правило, различие между E^* и E_t (см. формулы (11) и (14)) не велико. В целях некоторого упрощения критерия пробоя в (63) в качестве Σ можно выбрать $E^* \approx E_b$ или $(E^* + E_t)/2$. Неравенства (63) ограничивают тол-



Рис. 12. Зависимость удельной поверхностной энергии лазерного импульса E(a) и интенсивности $q(\delta)$ в момент образования плазмы от полной поверхностной энергии E_{τ} в эксперименте [56]. Δ , 1 - Bi; о, 2 - Al; о, 3 - полированная медь; Δ , 4 - неполированная медь; заштрихованы области между расчетными значениями E_{b} и E_{t} ; стрелками отмечены на оси абсцисс пороговые значения E_{τ} , на оси ординат – расчетные значения q_{m} для соответствующих металлов

щину дефекта и его минимально возможный объем. Удобно выразить толщины и площади дефектов в относительных единицах $d' = d / \langle d \rangle$ и $S' = S / \langle S \rangle$, где $\langle d \rangle$ и $\langle S \rangle$ — некоторые средние значения. Для плотности энергии E и интенсивности q введем б е з р а з м е р н ы е е д и н и ц ы $E' = E / \Sigma(d)$, $q' = q / q_m(d, S)$. Ниже штрихи у безразмерных переменных будут опущены. Тогда неравенства (63) будут иметь вид

$$d \le E, \ S \ge 1/q^{3/2}d.$$
 (64)

Вероятность найти дефект, удовлетворяющий этим неравенствам, определим из выражения

$$P(d \leq E, S \geq 1 / q^{3/2}d) =$$

$$= \int_{0}^{E} ddf(d) \int_{1/q^{3/2}}^{S'} dSf(S), \qquad (65)$$

где f(d) и f(S) — плотности вероятности распределения дефектов по толщинам и площадям. Интеграл по *S* в (65) ограничен неким максимальным



Рис, 13. Границы области пробоя для неполированной (*a*) и полированной (*б*) меди при $N^* = 1$ (*I*), 2 (*2*), ∞ (∞). Импульсы 3 — 5 соответствуют пороговым режимам, импульс 6, *a* — режиму с *E* = const, импульс 6, *б* — режиму с *q* = const

значением $S' \sim 1/\langle S \rangle n_d$, где n_d — средняя концентрация дефектов поверхности. Если в пятне радиусом R среднее число дефектов $N = \pi R^2 n_d$, то для дефектов, приводящих к образованию плазмы при заданных E и q, средняя концентрация

$$N_{\rm p} = NP = \pi R^2 n_{\rm d} P. \tag{66}$$

Для возникновения плазмы необходимо, чтобы в площади пятна фокусировки было не менее одного такого дефекта. Полагая, что флуктуации числа дефектов в площади πR^2 описываются распределением Пуассона, находим вероятность следующего события: размеры дефекта удовлетворяют условиям пробоя (15), число таких дефектов в площади пятна фокусировки не меньше единицы

$$W = (d \le E, \ S \ge 1 / q^{3/2} d, \ N_{\rm p} \ge 1) =$$

= 1 - exp(-PN). (67)

Величина *W* играет роль вероятности образования плазмы при заданных параметрах лазерного импу-

льса E и q. Из (67) вытекает, что она близка к единице, если PN > 1. Таким образом, при наличии разброса дефектов по размерам и числу в площади фокусировки об образовании плазмы можно говорить лишь с определенной вероятностью W. Зададимся некоторым достаточно близким к единице значением W, тогда

$$P = (1/N)\ln[1/(1-W)] = 1/N^*,$$
(68)

где $N^* = N/\ln[1/(1 - W)] - эффективное число$ дефектов в площади пятна фокусировки. Это эквивалентно введению их эффективной концентрации $n_d^* = n_d / \ln[1/(1 - W)]$. При W = 0,63 величина $N = N^*$, а при W = 0,864 имеем $N^* = N/2$. Решая уравнение (68), относительно Е и q при известных плоскостях вероятности распределения дефектов по размерам f(d) и f(S), находим на плоскости Е – q зависимость границы области пробоя от эффективного числа дефектов N*. Такого рода расчеты были выполнены в [135]. При этом, естественно, возникает вопрос о виде распределений f. Экспериментальные данные по этому вопросу нам не известны. Критерием выбора распределения может служить своеобразное насыщение размерного эффекта — граница области пробоя должна перестать зависеть от *N* при достаточно больших *N*. Этому требованию удовлетворяют для положительно определенных случайных величин d и S

логравномерное или логнормальное распределения плотности вероятности. С ними были рассчитаны положения границы области пробоя применительно к условиям эксперимента [56]. На рис. 13 приведены границы области пробоя и положение импульса для неполированной (а) и полированной (б). Видно качественное различие между этими случаями. У неполированных поверхностей вершина импульса всегда находится левее области пробоя и образование плазмы в пороговых и непороговых режимах происходит на падающем участке импульса. Для полированных поверхностей вершина импульса лежит правее области пробоя, поэтому пороговые режимы реализуются, когда импульс касается либо вершиной горизонтальной ветви области пробоя, либо проходит через точку излома в начале падающего участка лазерного импульса. Существенно также, что для неполированных поверхностей с превышением E_{τ} над пороговыми значениями реализуется режим E = const (кривые 3, 4 на рис. 13,а), в то время как для полированной поверхности q = const (кривые 3,4 на рис. 13,б).

На рис. 14 также построены кривые 1 и 2 для неполированной и полированной поверхности соответственно, где приводятся полные энергии импу-

4.3. Нагрев и испарение аэрозолей. Первые экспериментальные исследования пробоя газов лазерным излучением проводились при малых фокальных объемах ~ 10⁻³ см³. Концентрация аэрозольных частиц в лабораторном воздухе не превышает 10^2 см⁻³. Понятно, что в таких условиях влияние аэрозоля на порог пробоя воздуха не могло быть обнаружено. Переход к экспериментам с большими фокальными объемами и обнаружение аномальной зависимости порога пробоя загрязненного воздуха от размера пятна фокусировки позволили выявить роль аэрозольных частиц в снижении порога оптического пробоя газов. Так, в [9] исследовалась зависимость интенсивности пробоя как чистого воздуха, так и воздуха с аэрозольными частицами от диаметра фокального пятна. В последнем случае порог пробоя заметно снижался с ростом фокального пятна. Причем при таких его размерах, когда диффузионные потери электронов не должны сказываться. Этот факт косвенно свидетельствовал о зависимости порога оптического пробоя, инициируемого частицами от их размера.

Общая черта всех моделей, описывающих пробой в аэродисперсных средах — это предположение о нагреве аэрозольных частиц лазерным излучением. Большинство из них рассматривают аэрозольные частицы, как фактор, облегчающий пробой за счет развития электронной лавины в продуктах разрушения частиц. Модель электронной лавины не противоречила первым экспериментальным результатам по пробою в присутствии аэрозольных частиц [9, 10]. И, в частности, тому, что порог пробоя для излучения с длиной волны 1,06 мкм приблизительно в 100 раз выше, чем для излучения с длиной волны 10,6 мкм. Такая частотная зависимость пороговой интенсивности пробоя характерна при использовании механизма электронной лавины. Для его описания используются два подхода. Первый известен под названием "тепловой взрыв" [9, 67] и исходит из положения о взрыве частицы под действием лазерного излучения. Второй — испарительный — предполагает нагрев частицы с последующим гидродинамическим разлетом ее паров с образованием облака [67]. И в том, и в другом случае пробой происходит за счет развития электронной лавины в продуктах разрушения частицы. Согласно модели теплового взрыва частица поглощает от лазера энергию $W = \sigma qt$. Если время t не



Рис. 14. Экспериментальные [56] (точки) и расчетные (кривые) зависимости E_{τ} от площади пятна фокусировки для неполированной (1, треугольники) и полированной (2, кружки) меди

превышает время инерционного удержания частицы $R/v_{\rm s}$ ($v_{\rm s}$ — скорость звука в твердом теле), а поглощаемая энергия Достаточна для полного испарения частицы $W \ge 4\pi R^3 \rho \Lambda / 3$, то процесс испарения приобретает характер взрыва. Пороговая интенсивность, необходимая для взрыва частицы

$$q_{\rm exp} = 4\rho\Lambda v_{\rm s} / 3\zeta;$$

здесь $\zeta = \sigma / \pi R^2$.

В процессе разлета пара плотность атомов в нем падает от плотности твердого тела ~ $5 \cdot 10^{22}$ см⁻³ до плотности окружающей среды (воздуха), проходя некоторое значение, обеспечивающее максимальную скорость набора энергии электрона за счет обратного тормозного эффекта в поле волны.

Максимальное значение $d\varepsilon / dt$ реализуется при $\omega = \nu_m$. Оптимальная для набора энергии концентрация атомов ~ 10^{20} — 10^{22} см⁻³. При $\omega = \nu$ пороговая интенсивность для развития лавины с учетом диффузионных потерь имеет вид [67]

$$q_0 = cI^2 [1 + (\zeta v_{\rm s} \,\omega^2 \,/\, 3v_{\rm e}^2)] \,/\, 2e^2 R^2$$

Максимальное снижение пороговой интенсивности пробоя при развитии лавины в парах частицы по сравнению со случаем развития лавины в воздухе может достигать 50 раз [9]. Пороговая интенсивность должна равняться большей из двух величин q_{\exp} и q_0 . Интенсивность теплового взрыва частицы ограничена сверху интенсивностью пробоя чистого воздуха.

Как уже отмечалось, многие авторы исходили из предположения об отсутствии взрыва и сравните-

льно медленном испарении частиц. В частности, в работах [68, 69] оценки, проведенные по взрывной модели дали завышенные по сравнению с экспериментом [68] значения пороговой интенсивности пробоя. В этих работах исследовался пробой аргона, содержащего порошок Al₂O₃, излучением неодимового лазера с длительностью импульса 30-100 нс и интенсивностью $10^8 - 10^{13}$ BT/см². Сняты спектры образующейся при пробое плазмы, содержащие как линии вещества частиц (Al, Al₂O₃) при малых давлениях (р ~ 0,5 торр), так и линии газа наполнителя (Ar) при давлениях порядка 1 атм. Измерены значения коэффициента ослабления гетерогенной среды, которые резко возрастают при превышении интенсивности над пороговым значением ($q \sim 10^8$ Bt/cm²). Оцененная интенсивность полного испарения аэрозольных частиц составила 1,5 · 10⁸ Вт/см². Характерное время развития плазмы — 70 — 80 нс. За это время происходит испарение вещества частиц, развитие пробоя в парах, возбуждение свободными электронами атомов аргона. На основании результатов эксперимента резюмируется, что образование лазерной искры в плотных гетерогенных средах возможно и без стадии взрыва частиц, что приводит к более низким значениям порогов пробоя.

Помимо моделей, основанных на теории каскадной лавинной ионизации, есть модели, рассматривающие образование парового слоя вокруг частицы, как промежуточный этап, облегчающий ионизацию воздуха. Так, в [138] предполагается, что расширение паров частицы рождает в окружающей среде ударную волну, в которой происходит нагрев и ионизация воздуха. Оценена максимальная температура, до которой может быть нагрет воздух в ударной волне в зависимости от оптической толщи частицы (KR, где К — коэффициент поглощения частицы) для ряда значений интенсивности лазерного излучения. Предполагается, что нагрев воздуха до температуры T ~ 0,1I создает условия для инициирования оптического разряда в нем. Построены зависимости пороговых интенсивностей пробоя от радиуса аэрозольных частиц.

В [139] предложен тепловой механизм пробоя воздуха, содержащего взвешенные в нем стеклянные нити. С помощью CO_2 -лазера с длительностью импульса 1—30 мкс и интенсивностью 10^6 — 10^7 Вт/см² исследовался разряд на стеклянных нитях диаметром 1—100 мкм. Обнаружено значительное снижение пороговой интенсивности пробоя и увеличение времени образования плазмы с ростом размера фокального пятна лазера. Данный эффект авторы объясняют тем, что при увеличении фокального пятна пары, образующиеся при нагреве нити, дольше находятся в лазерном луче и нагреваются до температуры пробоя при более низкой по сравнению со случаем малого фокального пятна интенсивности излучения. Время развития пробоя при этом увеличивается. Пороговой для возникновения разряда считается такая температура, при которой поглощение излучения электронами за счет обратного тормозного эффекта очень быстро создает высокоионизованную плазму. Эксперименты [130] показали слабую зависимость интенсивности пробоя от диаметра нити $D(q \sim 1 / D^{1/3})$.

Оригинальный механизм пробоя аэрозолей за счет "прыгающих" электронов предложен в [140]. Суть его заключается в следующем. Поверхность частицы покидает любой электрон, кинетическая энергия которого на границе частицы превосходит работу выхода А0 из вещества частицы. На электрон, покидающий заряженную частицу действует задерживающее кулоновское поле. Поток термоэлектронной эмиссии из частицы образуют электроны, энергия которых превышает эффективную работу выхода А. Последняя равна работе выхода A_0 и энергии, необходимой для преодоления задерживающего кулоновского поля. Электроны с энергиями в диапазоне $A_0 < \varepsilon < A$, спустя некоторое время после выхода из частицы, возвращаются на нее обратно. В соответствии с чем их можно назвать "прыгающими". Каждый прыгающий электрон отбирает от электромагнитного поля и передает частице некоторую энергию, которая расходуется на нагрев частицы. Если прыгающий электрон сталкивается с молекулой газа, окружающего частицу, его энергия идет на ионизацию окружающего газа. Таким образом, оба канала преобразования энергии падающего излучения ведут к развитию оптического разряда (первый по механизму теплового взрыва частицы, второй традиционным механизмом лавинной ионизации, в котором заряженная частица играет роль основного рассеивателя).

Особое место среди моделей пробоя аэрозолей занимает модель самофокусировки лазерного излучения [140], предложенная для объяснения экспериментальных результатов, полученных в этой работе. Исследовалась зависимость пороговой интенсивности пробоя воздуха на длине волны 1,06 мкм от геометрии фокального объема. Показано, что с ростом длины каустики происходит значительное снижение порога пробоя. В то же время при увеличении фокального объема при постоянной длине каустики порог пробоя практически не меняется. Такие результаты противоречат теории теплового взрыва и испарительной модели пробоя аэрозолей, в соответствии с которыми порог пробоя должен сильно зависеть от фокального объема. Согласно модели самофокусировки взвешенные в воздухе аэрозольные частицы испаряются под действием лазерного излучения, создавая за счет термоэмиссии некоторую начальную концентрацию электронов $n_{e} \sim 10^{4}$ см⁻³. Свободные электроны, разгоняясь в поле световой волны, возбуждают молекулы воздуха, имея энергию, недостаточную для их ионизации. Наличие возбужденных молекул увеличивает показатель преломления среды, что вызывает самофокусировку лазерного излучения, приводящую пробоя воздуха. Важной особенностью данной модели является отсутствие зависимости пороговой интенсивности от размера аэрозольных частиц. Аналогичный результат получен в [143], где порог пробоя определялся по появлению заметного ослабления излучения CO₂лазера, проходящего через аэрозоль. Для различных аэрозолей, отличающимися размером и материалом аэрозольных частиц, пороги запирания лазерного излучения оказались близкими. Несмотря на наличие большого числа моделей и разнообразных подходов, используемых для описания пробоя в аэродисперсных средах, и здесь достаточно широкие границы применимости имеет "испарительная модель", основанная на записи ТУ и ИУ. Рассмотрим ее несколько подробнее, следуя работе [66].

Критерий пробоя отдельной аэрозольной частицы в гидродинамическом режиме имеет вид

$$E > E_{\rm b} > E^*, \ q^* > q > q_{\rm m},$$
 (69)

где q_m определяется формулой (45), если R вычислять по (31). Смысл неравенств (69) в том, что частица находится в РРИ и ее пары оттесняют окружающий газ. В аэрозоле частицы распределены по размерам. Это распределение обычно описывается формулой Юнге [67]

$$f(r) = (\beta - 1) (r / r_{\rm m})^{\beta} / r_{\rm m} \ (r \ge r_{\rm m}), \tag{70}$$

где $r_{\rm m}$ — минимальный радиус частицы. Для частиц углерода, например, $\beta = 5$, $r_{\rm m} = 0,1$ мкм. Удобно перейти к безразмерному радиусу частицы $r' = r/r_{\rm m}$. Введем также безразмерную энергию $E' = E / E''_{\star}$ и интенсивность $q' = q / q''_{\rm v}$, где $E''_{\star} = 4\rho c T^{\star} r_{\rm m} / 3\zeta$ и $q''_{\rm v} = \pi^2 \Delta l^2 / 3\varepsilon'_{\omega} (\rho / \rho_{\rm v})^{2/3} r_{\rm m}^2$.

Последняя интенсивность соответствует развитию ионизации в облаке пара при испарении частицы минимального размера. Используя эти переменные из (69) и (45) получаем выражение для $r > r_c$, связывающее пробойные величины E', q'', r' (штрихи ниже будут опущены)

 $E/r = 1 + 3\xi [1 - \{1 - [1/(qr^2)^{3/2}]\}]^{1/3}$, (71) где $\xi = \Lambda/cT^*$. Если к моменту достижения T^* частица не успевает полностью прогреться и выполняется неравенство $\chi t^*/r^2 \ll 1$, то для нагрева можно воспользоваться (2). Можно показать [60], что это приводит к некоторому видоизменению (71).

Выражения, полученные выше, справедливы для фиксированного размера частицы аэрозоля. При наличии разброса частиц по размерам обычно вводится понятие максимального размера частицы $r_{\rm M}$ [9, 10]. Он связан с функцией распределения следующим соотношением

$$\int_{\tau_{\rm M}}^{\infty} f(r) \, \mathrm{d}r = (NV)^{-1}.$$

Используя распределение (70), получаем

$$r_{\rm M} = r_{\rm m} (NV)^{1/(\beta-1)};$$

здесь V — фокальный объем.

При известных лазерных параметрах *E*, *q* условие пробоя может быть записано в виде неравенства для *r*. Так, при полном испарении частицы пробой произойдет, если $qr^2 \ge 1$ (здесь использованы безразмерные единицы) или

$$r \geq 1/q^2.$$

При неполном испарении, когда справедлива формула (31), аналогичное неравенство имеет вид [60]

 $r \geq F = 1 / [q^{1/2} \{ 1 - [(E - E^*)^3 / \zeta] \}^{1/3}].$ (72) Вероятность события найти частицу, удовлетворяющую (72)

$$P(r \ge F) = \int_{F}^{\infty} f(r) \,\mathrm{d}r.$$

Отсюда, используя (70), получаем

$$P(r \ge F) = F^{1-\beta}.$$
(73)

Для пробоя необходимо, чтобы в фокальном объеме находилась по крайней мере одна частица, удовлетворяющая неравенству (72). Используя распределение Пуассона, аналогично тому как эта делалось для микродефектов, получим

$$r_{\rm M} / w^{1/(\beta - 1)} = F, \tag{74}$$

где $w = -\ln(1 - W)$. Сравнивая (74) с (72), видим, что учет разброса частиц по радиусам сводится к замене фиксированного радиуса частицы *r* на эффективную величину $r_M / w^{1/(\beta-1)}$. Для углерода $\beta - 1 \approx 4$, поэтому $w^{1/(\beta-1)} \approx 1$. Это дает возможность находить зависимость пробойной интенсивности и энергии от максимального размера частиц. Последний связан с *N* и *V*.



Рис. 15. Экспериментальные зависимости пороговой интенсивности пробоя воздуха от радиуса взвешенных в нем аэрозольных частиц из углерода в экспериментах [9] (CO₂-лазер) (квадратики) и [10] (Nd-лазер) (треугольники), теоретические зависимости для [9] (*1*) и [10] (*2*) и уровни пробоя чистого воздуха для [9] (*3*) и [10] (*4*), а также расчет по взрывной модели [67] (*5*)

В экспериментах Д. Ленчиони [9, 10], ставших уже классическими, исследовалась зависимость пробойных интенсивностей от максимального размера углеродных частиц аэрозоля в воздухе и от размера пятна фокусировки для излучения CO₂лазера длительностью 200 нс и Nd-лазера длительностью 50 нс. Интенсивность менялась от 10⁸ до 10^{10} Вт/см². Частицы малых размеров ($r \le 1$ мкм) вводились в фокальный объем в виде мелкодисперсной смеси. Помимо этого были проведены измерения для одной крупной углеродной частицы размером 25 мкм, помещенной в фокальный объем. Экспериментальные данные представлены на рис. 15. Пробойные интенсивности для самых мелких частиц соответствуют таковым для пробоя чистого воздуха (линии 3, 4 на рис. 15). С ростом максимального радиуса частиц начинается существенный спад пробойных интенсивностей. На этом же рис. 15 нанесены кривые 1 и 2, построенные по вышеизложенной модели с учетом статистики аэрозольных частиц малого размера. Они качественно верно отражают экспериментальные зависимости. Для частиц малого размера, особенно в случае Nd-лазера, имеет место некоторое завышение расчетных данных по сравнению с экспериментальными. Это может быть связано, с одной стороны, с недостатком информации об аэрозольных частицах, их агрегатном состоянии, наличии

примесей, пористости и т. д., а с другой — с ограниченностью самой модели.

Горизонтальной линией на рис. 15 отмечен уровень интенсивности согласно взрывной модели [67] (он не зависит от длины волны лазера и размера частиц). Как видно, он лежит выше экспериментальных точек, полученных в экспериментах с CO_2 - лазером. Для Nd-лазера пробойные интенсивности для частиц размером 0,1 мкм совпадают с таковыми для чистого воздуха. Для частиц размера 0,2 мкм интенсивности пробоя лежат ниже расчетных значений, но выше предсказаний взрывной модели. Возможно, здесь реализуется некоторый промежуточный случай.

Представляет интерес получить условие слияния паровых облаков от отдельных частиц, испаряющихся в гидродинамическом режиме. Это условие существенно для определения пороговых характеристик рассмотренного в разделе 3.2 коллективного оптического пробоя в аэрозольной среде [92]. Пусть $r > r_c$ и объем облака пара от отдельной частицы определяется выражением (45). Введем случайную функцию

$$V_N = \frac{4\pi}{3} \sum_{i=1}^N R_i^3$$

— суммарный объем пара от всех N аэрозольных частиц в фокальном объеме V. Случайные величины R_i^3 имеют одинаковые средние значения $\langle R_i^3 \rangle$ и дисперсию $D^2 = \langle (R^3 - \langle R^3 \rangle)^2 \rangle$. Например,

$$\langle R^3 \rangle = \int_{r_m}^{\infty} f(r) \,\mathrm{dr} R^3(\mathbf{r}).$$

Используя распределение (70) и вычисляя интеграл, получим

 $\langle R^3 \rangle = 4r_{\rm m}^3(\rho / \rho_{\rm v}) \left\{ 1 - \left[1 - (3\xi / 4) \right] / E \right\}.$

Условие перекрытия облаков пара можно записать в виде

$$V_N \ge \eta V, \tag{75}$$

где η — коэффициент порядка единицы, соответствующий, например, плотной упаковке сфер. Неравенство (75) можно переписать в виде

$$\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} R^{3}(r_{i}) > 3\eta / 4\pi n, \qquad (76)$$

где n = N/V — концентрация частиц аэрозоля в фокальном объеме. В левой части (76) стоит усредненный по фокальной области объем облака пара, создаваемого отдельной частицей. Если число N достаточно велико, то на основании закона больших чисел теории вероятностей можно с

хорошим приближением считать, что

$$\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}R_{i}^{3} = \langle R^{3}\rangle.$$
(77)

Используя (75) — (77), условие перекрытия можно переписать в виде неравенства на *E*. В безразмерных единицах оно имеет вид

$$E \ge \left[1 + (3\xi/4)\right] / \left[1 - (3\eta\rho_{\rm v}/16\pi nr_{\rm m}^3\rho)\right].$$
(78)

Формула (78) справедлива, если

 $3\eta \rho_{\rm v} / 16\pi n r_{\rm m}^3 \rho \leq 1.$

В противном случае перекрытие не происходит ни при каких значениях *E*. Полагая в (78), что $3\xi/4 \ll 1$ и $3\eta \rho_v / 16\pi n r_m^3 \rho \ll 1$ и переходя к размерным единицам, получим

$$E = (\rho \Lambda r_{\rm m} / \xi) + (3 \Lambda m p_{\infty} \eta / 0, 67 k T_{\rm b} \cdot 16 \pi n r_{\rm m}^2 \xi),$$

где *k* — постоянная Больцмана, *m* — масса атома пара. Второй член этой формулы с точностью до численного множителя совпадает с таковым, предложенным в работе [106]. Критерий (78) является более общим. В условиях эксперимента Ленсиони [9, 10] $n = 6 \cdot 10^5$ см⁻³ и при $r_m = 0,1$ мкм перекрытие реализоваться не может. Перекрытие имело бы место, если бы частицы были распределены по (70) с $r_m = 1$ мкм. Критерий (78) является необходимым для осуществления коллективного оптического пробоя в аэрозольной среде. Его следует дополнить достаточным условием, связанным с возможностью развития ионизации в паре, образованном из перекрывшихся облачков пара от отдельных частично или полностью испарившихся аэрозольных частиц.

5. Заключение. Проведенный выше анализ условий возникновения ПЛП, основанный на записи ТУ и ИУ, во многих случаях позволил правильно определить пороговые характеристики лазерного импульса, приводящего к пробою. Рассмотрены различные материалы, в атмосфере атомарных и молекулярных газов. Плазма инициировалась нагревом и испарением поверхности в целом, ее теплоизолированных микронеровностей, аэрозольных частиц. Охвачен диапазон интенсивностей от 10⁵ до 10¹¹ Вт/см². Длительностей лазерных импульсов от миллисекунд до нескольких наносекунд. Основное внимание было уделено первичным причинам образования плазмы. Естественно, при этом многие важные явления, сопровождающие формирование ПЛП, не могли быть достаточно подробно описаны в рамках настоящего обзора, и мы ограничились лишь кратким упоминанием о них (более подробное описание можно найти в цитируемой литературе). Остановимся вкратце на вопросах, заслуживающих дальнейшего исследования.

ПЛП, инициируемая нагревом и испарением поверхностей в отсутствии их развитого испарения [23], является в некотором смысле наиболее простым случаем оптического разряда у поверхности. Кинетика пробоя в парогазовых смесях, особенно в атомных, достаточно подробно исследована [89— 100]. Несколько хуже дело обстоит с таковой в молекулярных смесях.

Испарение аэрозольных частиц, когда их температура не превышает температуры кипения, характерно для НКОП [104-110]. Здесь пары испарившегося аэрозоля диффундируют в окружающем газе. Важен момент смыкания паров от отдельных частиц и описание развития ионизации в образовавшемся парогазовом макрооблаке. В теоретическом плане эта задача на должном уровне не решена, хотя такие попытки и предпринимались [108, 110]. Для сопоставления теории с экспериментом необходимо для заданной формы лазерного импульса фиксировать момент возникновения плазмы (время задержки) от начала его действия. Методика таких измерений разработана применительно к воздействию миллисекундных [23] и микросекундных импульсов [56] на поверхности, о чем шла речь выше. В гидродинамических режимах при наличии эрозионного факела, когда ПЛП образуется за счет нагрева и испарения поверхности под воздействием относительно длинных лазерных импульсов, в основных чертах выяснен механизм разряда в парах [26, 123, 124, 125]. Не существует общепринятого механизма перехода от разряда в парах к разряду в окружающем газе, хотя на этот счет имеются интересные соображения, высказанные, например, в [49, 143-149].

При воздействии микросекундных и более коротких лазерных импульсов на мишени основное внимание уделялось теплоизолированным микродефектам. В литературе существуют и другие предположения относительно первичных микроочагов инициирования плазмы [150—155].

В настоящем обзоре предложена некоторая систематизация и описание состояний ПЛП (отметим, что сходные предложения по классификации этого объекта высказывались в [26]). Несмотря на, по-видимому, неизбежную в такого рода работе неоднозначность и возможный субъективизм, хочется надеяться, что читатель получил представление о современных исследованиях, связанных с выяснением основных механизмов и физики возникновения ПЛП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Piny A.N., Schlier R., Northam D. Appl. Phys. Lett. 1972, 17, 79.
- 2. Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М. Письма ЖЭТФ. 1973, **17**, 413.
- Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Любин А.А, ЖЭТФ. 1974, 66, 965.
- 4. Wei P.S.P., Hall R.B., Maker W.E. J. Chem. Phys. 1973, 59, 3692.
- 5. Maker W.E., Hall R.B., Jonson R.R. J. Appl. Phys. 1974, 45, 2138.
- 6. Бакеев А.А., Васильев Л.А., Николашина Л.И., Прокопенко Н.В., Чурилов А.С., Яковлев В.И. КЭ. 1975, **2**, 1278,
- 7. Бонч-Бруевич А.М., Капорский Л.Н., Романенков А.А. ЖТФ. 1973.43, 1746.
- Hull R.J., Lencioni D.E., Marquet L.C. Laser Interactions and Relativistic Plasma Phenomena. Hartford, N.Y., London, 1972. V. 2, P, 147.
- 9. Lencioni D.E. Appl. Phys. Lett. 1973, 23, 12.
- 10. Lencioni D.E. Appl. Phys. Lett. 1974, 25, 15.
- 11. Углов А.А., Низаметдинов М.М. Физ. и хим. обраб. материалов. 1977, **2**, 133.
- 12. Галиев А.Л., Крапивин Л.А., Миркин Л.И., Углов А.А. ДАН СССР. 1980, **251**, 336.
- 13. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М., Энергоатомиздат, 1985.
- 14. Kantrovitz A. Astronaut, and Aeronautics. 1972, 10, 74.
- 15. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. УФН. 1976, **119**, 425.
- Kare J.T. Proc, 17th Intern. Symposium on Shockwave and Shocktube. Bethlehem, 1989. P. 359.
- 17. *Рэди Д.* Действие мощного лазерного излучения. М., Мир, 1974.
- Анисимов С.И., Имас Я.И., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., Наука, 1970.
- Агеев В.П., Бурдин С.Т., Гончаров И.Н., Конов В.И., Минаев И.М., Чаплиев Н.И. Взаимодействие мощного импульсного лазерного излучения с твердыми телами в газах. — Итоги науки и техники. Сер. "Радиотехника", М.: ВИНИТИ, 1973, Т. 31. С. 3.
- 20. Weyl G.M. Laser-induced Plasmas and Application. Ed. L, J, Radziemski. Marcel Dekker, 1989.
- 21. Мажукин В.И., Углов А.А., Четверушкин Б.Н. КЭ. 1983, 10, 679.
- 22. Данилычев В.А., Зворыкин В.Д. Тр. ФИАН. 1983, 142, 117.
- 23. Даньщиков Е.В., Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. КЭ. 1985, **12**, 1863.
- 24. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. УФН. 1980, 130, 193.
- 25. Федоров В.Б. Тр. ФИАН. 1988, 10, 75.
- 26. Бонч-Бруевич А.М., Диденко И.А., Капорский Л.Н. Низкопороговый оптический пробой газов вблизи поверхности. Минск, Институт тепло- и массообмена АН БССР, 1985. (Препринт № 13).
- Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А., Малюта Д.Д., Сербант А.Ю. Воздействие лазерного излучения на материалы. М., Наука, 1989.
- Каневский М.Ф., Сербант А.Ю., Чернов С.Ю. Динамика приповерхностной низкотемпературной лазерной плазмы. Обзор. М., ИАЕ, 1990.
- Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. М., Мир, 1986.
- Хора Х. Физика лазерной плазмы, М., Энергоатомиздат, 1986.
- Афанасьев Ю.В., Басов Р.Г., Крохин О.Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой. М., ВИНИ-ТИ, 1978.
- Atzeni S. The physical basis for numerical fluids simulations in laser fusion. — Plasma Phys. and Contr. Fusion. 1987, 29, 1535.
- Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез. М., Энергоатомиздат. 1984.

- Eliezer S., Ghatak A., Hora H. An Introduction to Equation of state: Theory and Applications. Cambridge Univ. Press, 1986.
- 35. Виленская Г.Г., Немчинов И.В. ЖПМТФ. 1969, № 6, 3.
- 36. Виленская Г.Г., Немчинов И.В. ДАН СССР. 1969, 186, 1048.
- 37. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. Тр. ФИАН. 1970, 52, 118.
- 38. Knight C. AIAA J. 1979, 17, 519.
- 39. Игошин В.И., Курочкин В.И. КЭ. 1984, 11, 1556.
- Weyl G.M., Pirri A.N., Root R. AIAA J. 1981, 19, 460. Самохин А.А. Тр. ИОФАН. 1988, т. 13.
- 41. Бессараб А.В., Жидков Н.В., Кормер С.Б. КЭ. 1978, 5, 325.
- Walters C.T., Barnes R.H., Beverly R.E. III J. Appl. Phys. 1978, 49, 2937.
- Бессараб А.В., Романов В.М., Самылин В.Н. ЖТФ. 1978, 48, 1751.
- 44. Зуев В.Е., Копышин Ю.Д., Кузовский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск, Наука, 1980.
- 45. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копышин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск, Наука, 1984.
- 46. Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М., Белов Н.Н. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск, Наука, 1990.
- 47. Архипов Ю.В., Белашков И.Н. и др. КЭ. 1986, 13, 103.
- Колачев В.И., Ливанов Е.А., Елагин В.И. Металловедение и термическая обработка металлов и сплавов, М., Металлургия, 1981.
- 49. Конов В.И. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982, 46, 1044.
- 50. Устинов И.Д., Моисеев В.Н., Тихомиров В.А., Троицкий И.Р., Шугаев М.М. КЭ. 1986, **13**, 918.
- Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Прохоров А.М., Хаимов Ц.Ц., Мальцев В.Я. ЖЭТФ. 1972, 63, 100.
- 52. Алешин И.В., Бонч-Бруевич А.М., Зинченко В.И., Имас Я.И., Комолов В.Л. ЖТФ. 1973, **43**, 2625.
- 53. Bloembergen N. Appl. Opt. 1973, 12, 661.
- 54. Агеев В.П., Бурдин С.Г., Конов В.И., Углов С.А., Чаплиев Н.И. КЭ. 1983, **10**, 780.
- 55. Негин А.Е. КЭ. 1987, 14, 1450.
- 56. Ursu L, Apostol L, Dinescu M., Heinig A. et al. J. Appl, Phys. 1985, 58, 1765.
- 57. Берниченко Е.А., Кошкин А.В., Соболев А.П., Федюшин Б.Т. КЭ. 1984, 11, 842.
- 58. Берниченко Е.А., Кошкин А.В., Соболев А.П., Федюшин Б.Т. КЭ. 1981, 8, 1582.
- Данилычев В.А., Зворыкин В.Д., Холин И.В., Чугунов А.Ю. КЭ. 1980, 7, 2599.
- 60. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., Наука, 1973.
- 61. Воробьев В.С., Максименко С.В. КЭ. 1988, 15, 2537.
- 62. Белов Н.Н. Коллоид. ж. 1987, **5**, 987.
- 63. Barton J.P., Alexander D.R. J. Appl. Phys. 1991, 79, 7973.
- 64. Белое Н.Н. Опт. и спектр. 1986, 61, 1331.
- 65. Smith D.C. J. Appl. Phys. 1977, 48, 2217.
- 66. Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С. КЭ. 1993, 20, 264.
- 67. Бункин Ф.В., Савранский В.В. ЖЭТФ. 1973, 65, 2185.
- 68. Оганисян А.С., Петров Г.Д., Юрчук Э.Ф. ЖПС. 1976, **25**, 1111.
- Карпов О.В., Оганисян А.С., Петров Г.Д., Юрчук Э.Ф. ЖПС. 1978, 29, 415.
- Золоторев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и оптических сред. Л., Химия, 1984.
- 71. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
- 72. Негин А.Е., Осипов В.П., Пахомов А.В. КЭ. 1986, 13, 2208.
- Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., Наука, 1974,
- 74. Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. УФН. 1960, 50, 201.
- Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М., Наука, 1982.
- Бондаренко А.В., Голубев В.С., Даньщиков Е.В., Лебедев Ф.В., Настоящий А.Ф., Рязанов А.В. Письма ЖТФ. 1979, 5, 221.

- Бондаренко А.В., Голубев В.С., Даньщиков Е.В., Лебедев Ф.В., Настоящий А.Ф., Рязанов А.В. ДАН СССР. 1980, 253, 867.
- Бондаренко А.В., Даньщиков Е. В., Лебедев Ф.В. и др. КЭ. 1981, 8, 204.
- 79. Бондаренко А.В. и др. Письма ЖТФ. 1979, 5, 221.
- Даньщиков Е.В., Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. КЭ. 1982, 9, 99.
- Даньщиков Е.В., Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. КЭ. 1982, 9, 106.
- Даньщиков Е.В., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. Физ. плазмы. 1984, 10, 385.
- Даньщиков Е.В., Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. КЭ. 1985, 12, 1863.
- Даньщиков Е.В., Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В., Письменный В.Д., Рязанов А.В. Изв. АН СССР. 1985. Сер. физ. 49, 811.
- 85. Рыкалин Н.Н., Углов А.А. КЭ. 1985, 8, 1193.
- 86. Смирнов В.Н. ЖТФ. 1977, 48, 1977.
- 87. Ковалев А.С., Попов А.М. ЖТФ. 1980, 50, 333.
- 88. Настоящий А.Ф. КЭ. 1980, 7, 170.
- 89. Веденов А.А., Гладуш Г.Г., Явохин А.Н. КЭ. 1981, 8, 1485.
- 90. Веденов А.А., Гладуш Г.Г., Явохин А.Н. Физ. плазмы. 1983, 9, 434.
- 91. Воробьев В.С., Хомкин АЛ. Письма ЖТФ. 1983, 9, 1157.
- 92. Воробьев В.С., Хомкин А.Л. Письма ЖТФ. 1984, 10, 953.
- 93. Воробьев В.С., Хомкин А.Л. Физ. плазмы. 1984, 10, 1025.
- 94. Воробьев В.С., Хомкин А.Л. КЭ. 1984, 11, 2221.
- 95. Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С., Максименко С.В. Письма ЖТФ. 1990, 16, 68,
- Воробьев В.С., Максименко С.В., Хомкин А.Л. Физ. плазмы. 1986, 12, 714.
- 97. Воробьев В.С., Максименко С.В. КЭ. 1987, 14, 1047.
- 98. Хомкин А.Л., Шелюхаев Б.П. Теплофиз. выс. темп. 1988, 26, 1066.
- Khomkin F.L., Shelyukhaev B.P. Contr. papers XX ICPIG. Piza, Italy, 1989. P. 1023.
- 100. Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С. КЭ. 1991, 18, 999.
- 101. Смитлз К.Дж. Металлы. Справочник. М., Металлургия, 1980.
- 102. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И.К. Кикоина, М., Атомиздат, 1976.
- 103. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1967.
- 104. Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. КЭ. 1986, **13**, 2464.
- 105. Захарченко С.В., Коломиец С.Н., Скрипкин А.М. Письма ЖТФ. 1977, **3**, 1339.
- 106. Захарченко С.В., Семенов Л.П., Скрипкин А.М. КЭ. 1984, 11, 2487.
- 107. Захаров Ю.Н., Кособурд Т.П., Сорокин ЮМ. ЖТФ. 1984, 54, 969.
- 108. Кособурд Т.П., Сорокин Ю.М. ЖТФ. 1988, 58, 1318.
- 109. Королев И.Я., Кособурд Т.П., Крикунова Э.М., Сорокин Ю.М. ЖТФ. 1983, 53, 1547.
- 110. Жуховицкий Д.И., Якубов И.Т. КЭ. 1990, 17, 1084.
- 111. Бергельсон В.И., Голубь А.П., Немчинов И.В. и др. Квантовая электроника, 1973, № 4, 20.
- 112. Голубь А.Л., Немчинов И.В., Петрухин А.И. и др. ЖТФ. 1981, **51**, 316.
- 113. Романов Г.С., Станкевич Ю.А. ДАН БССР. 1977, 21, 503.
- Романов Г.С., Станкевич Ю.А. Физ. и хим. обр. материалов. 1981, 4, 15.

- 115. Бонч-Бруевич А.М., Зинченко В.И., Имас Я.И. и др. ЖТФ. 1981, **51**, 919.
- 116. Томас. РТиК. 1975, 13, 29.
- 117. Nielsen P.E. J. Appl. Phys. 1975, 46, 4501.
- 118. Пирри. РТиК. 1977, 15, 793.
- 119. Бергельсон В.И., Лосева Т.Н., Немчинов И.В. ПМТФ. 1974, **4**, 22.
- 120. Немчинов И.В. Изв. АН СССР. 1982, 746, 1026.
- Голубев В.С., Киселевский Л.И., Снопко В.Н. ЖПС. 1977, 26, 983.
- 122. Steverding B. J. Appl. Phys. 1974, 45, 3507.
- 123. Воробьев В.С., Максименко С.В. Теплофиз. выс. темп. 1988, 26, 667.
- 124. Воробьев В.С. Теплофиз. выс. темп. 1986, 24, 609.
- 125. Sutton K., Moss T.M. AIAA Paper No. 79.-0033. 1979.
- 126. Воробьев В.С., Максименко С.В. Теплофиз. выс, темп. 1988, 26, 852.
- 127. Allmen M. V., Blaser P., Affolter K., Sturmer E. IEEE J. Quantum Electron. 1978, QE-14, 85.
- 128. Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С. КЭ. 1991, 18, 1331.
- 129. Данилычев В.А., Зворыкин В.Д. и др. КЭ. 1980, 7, 2599.
- 130. Бабаева Н.А., Белоусов С.К. и др. КЭ. 1986, 13, 493.
- 131. Herman J., Boulmer-Leborgne C., Dubreuil B. Appl, Surface Sci, 1990, 46, 315.
- 132. Herman J., Boulmer-Leborgne C., Mihailescu I.N., Dubreuil B. J de Phys IV. Coiloque C7: Suppl au J. de Phys III. 1, C7-709.
- 133. Herman J., Boulmer-Leborgne C., Dubreuil B., Mihailescu I.N. J. Appl. Phys. 1992, 71, 5629.
- 134. Kagawa K., Yokai S., Nakajima S. Opt. Commun. 1983, 45, 261.
- 135. Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С. КЭ. 1990, 17, 1044.
- 136. Райхман Б.А., Смирнов В.Н. ЖТФ. 1977, 48, 1988.
- 137. Бурдин СТ., Гончаров И.Н., Конов В.И. и др. Изв. АН СССР. 1982, 46, 1943,
- 138. Canavan G.H., Nielsen P.E. Appl. Phys. Lett. 1973, 22, 409.
- 139. Lowder J.E., Kleiman H. J. Appl. Phys. 1973, 44, 5504.
- 140. Белое Н.Н. ЖПМТФ. 1989, 175, 27.
- 141. Волков В.А., Григорьев Ф.В., Калиновский В.В. и др. ЖЕТФ 1975, **69**, 115.
- 142. Белов Н.Н., Дашкевич Н.П., Карлова Е.К. и др. ЖТФ. 1979 49, 333.
- 143. Бакеев А.А., Васильев Л.В., Николашина Л.И. и др. ЖПС 1979, **3**, 592.
- 144. Бакеев А.А., Барихин Б.А., Боронков Б.Б. и др. К.Э. 1980, 7, 349.
- 145. Ковингтон, Лью, Линкольн. РТиК. 1977, 15, 148.
- 146. *Минько Л.Я.* Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск, Наука и техника, 1970.
- 147. Голубь А.П., Лосева Т.В., Немчинов И.В. Физ. и хим. обр, материалов. 1981, № 1, 27.
- 148. Metz S.A., Hattoche L.R., Stegman R.L. et al J. Appl. Phys 1975, 46, 1634.
- 149. Батанов В.А., Бункин Ф.В., Прохоров А.М. и др. Письма ЖЭТФ. 1970, 11, 113.
- 150. Бурмистров А.В. ЖТФ. 1978, 48, 2313,
- 151. Смирнов В.Н. ЖТФ. 1978, 48, 1977.
- 152. Смирнов В.Н., Смирнов Вл.Н. ЖТФ. 1978, 48, 860,
- 153. Авилов АМ., Воловик В.Д., Евтух А.А. и др. ЖТФ. 1972, 52, 2071.
- 154. Молоцкий М.И. ФТТ. 1977, 19, 642.
- 155. Волбрант И., Хрусталев Ю.А., Линке Э. и др. ДАН СССР, 1975, 225, 342.