

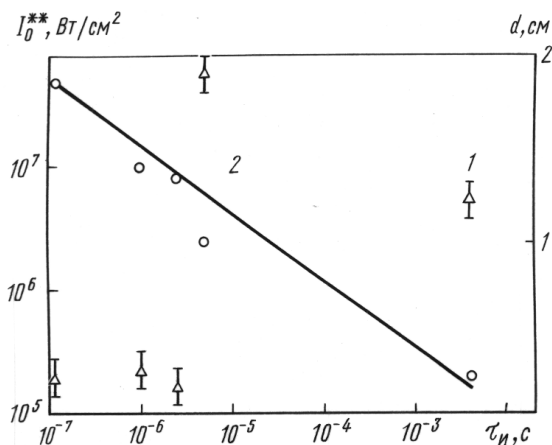
## ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО- ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ И ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

*Представлены результаты экспериментального исследования радиационно-газодинамических процессов импульсного и импульсно-периодического оптического пробоя газовых сред на стандартных лазерных частотах ультрафиолетового и ближнего инфракрасного диапазона спектра и генерации лазерных детонационных волн в условиях лазерной абляции полимерных и металлических мишеней в вакууме и газовых средах сложного химического состава.*

Как известно, радиационно-газодинамические процессы взаимодействия лазерного излучения с конденсированными непрозрачными мишенями в зависимости от плотности  $I_0$  потока мощности лазерного излучения и регулировочных параметров лазерного воздействия ( $E_n/S_0$  — плотности энергии лазерного излучения,  $S_0$  — диаметра потока фокусировки излучения,  $\lambda$  — длины волны излучения,  $p_0$  — давления газа) могут протекать в двух режимах [1]: при относительно низких плотностях потока мощности излучения  $I_0 \approx 10^5 \dots 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, достаточных для нагрева мишени до температуры, при которой происходит ее испарение, температура и плотность паров сравнительно невелики и они прозрачны для падающего излучения (окружающий мишень газ в этом случае практически не оказывает влияния на процесс развитого испарения мишени); при более высоких плотностях потока ( $I_0 > I_0^*$ , где  $I_0^*$  — пороговая интенсивность оптического пробоя) пары вследствие поглощения лазерного излучения нагреты до температуры термической ионизации и у аблирующей мишени возникает слой плазмы. Расширение приповерхностного слоя плазмы в окружающую среду приводит к формированию в газе волны поглощения лазерного излучения, изменяющей последующий процесс взаимодействия. В связи с этим значительный интерес представляют исследования процессов плазмообразования у твердотельных мишеней и условий перехода от режима развитого испарения к режиму генерации волны термической ионизации (ВТИ) [2]. При интенсивности излучения  $I_0$ , превышающей пороговую интенсивность  $I_0^*$  генерации ВТИ (при  $I_0 > I_0^*$ ), и возрастании плотности газового потока (и коэффициента  $\kappa_r$ , поглощения когерентного излучения) в слое приповерхностной

плазмы существенно изменяется динамика генерации и нагрева рабочего вещества мишени. Анализ динамики лазерно-индуцированных фазовых переходов “конденсированное вещество — газ — плазма” показывает, что имеющиеся теоретические представления о процессах плазмообразования у поверхности мишени (“вспышке поглощения” [3] и волне оптического пробоя [4]) в вакуумных условиях и в средах сложного химического состава нуждаются в экспериментальной проверке для определения конкретных размерных соотношений и параметрических условий оптических эрозионных разрядов [5–7]. Как известно [8], спектрально-энергетическим критерием начала активного разогрева светоэрозионных паров у мишени является условие равенства скоростей энерговыделения в парах за счет поглощения излучения и за счет охлаждения пара при газодинамическом расширении в вакууме (или газе). Увеличение скорости энерговыделения при охлаждении в приповерхностной  $(r, z)$ -ограниченной светоэрозионной зоне мишени приводит к быстрому возрастанию температуры и степени ионизации, обусловленному сильной экспоненциальной зависимостью коэффициента поглощения и степени ионизации от температуры (рис. 1). Неравновесный процесс “вспышки поглощения” носит пороговый характер, его динамика в значительной степени зависит от оптических и теплофизических свойств вещества мишени и параметров лазерного воздействия микросекундного диапазона (длины волны  $\lambda \approx 1,06 \dots 10,6$  мкм, длительности импульса  $t_{\text{и}} \approx 10^{-6} \dots 10^{-7}$  с).

Низкопороговый лазерно-индуцированный пробой, связанный с испарением поверхностного примесного слоя мишени, и последующий



**Рис. 1.** Зависимость порога оптического пробоя (1) от длительности лазерного импульса и размеров зоны облучения (2) на твердотельных плоских мишенях при длине волны лазерного излучения  $\lambda \approx 10,6$  мкм;  $\circ$  — экспериментальные данные

оптический пробой в парах мишени сложного состава аналогичны по динамике оптическому объемному пробую газа с учетом термоэмиссии и лавинной ионизации в приповерхностных областях контактных зон, нагрева газа сильной ударной волной, возникающей при разлете паров. Как отмечено в работе [9], среди факторов, влияющих на развитие процессов низкопорогового оптического пробоя (развитой ионизации и плазмообразования), учитывают наличие примесных или оксидных слоев на поверхностях мишени; резонансное поглощение в молекулярных газах (продуктах термо/фотодеструкции полимеров и композитов); интерференцию падающего и отраженного лазерного излучения; автоэлектронную эмиссию на макронеоднородностях развитых поверхностей и др. Эти факторы проявляются различно в зависимости от условий воздействия лазерного излучения. Отметим, что пороги плазмообразования и ВТИ существенно изменяются при переходе к импульсно-периодическим режимам облучения конденсированных мишеней, что связано с изменением концентрации примесей и дефектами микроструктуры.

**Экспериментальные условия.** Экспериментальное исследование основных характеристик пробойных процессов — пороговой интенсивности оптического пробоя  $I_0^*$  и времени пробоя  $t_{п}$  — выполнялось для различных рабочих плазмообразующих веществ мишени. Спектрально-энергетические пороги плазмообразования в вакууме у поверхностей комбинированных (металл–диэлектрик) мишеней оказались на один-два порядка ниже порогов оптического пробоя газа, что связано с испарением примесного слоя мишени и оптическим пробоем в парах сложного химического состава в зоне сильно неравновесной ионизации паров. Снижение порогов плазмообразования у плоских мишеней в средах высокого давления (без  $(r, z)$ -ограничения) связано с лавинной ионизацией слоев газа лазерным излучением и предварительным нагревом газа сильной ударной волны, возникающей при разлете паров или выбросе расплавленного вещества мишени. Измерение порогов ( $I_0^{**}(t)$ ) и исследование условий возникновения плазмы у поверхности твердых мишеней в газе, проведенное в работе [10], показывает, что среди факторов, которые могут влиять на развитие процессов быстрой ионизации, следует учитывать, помимо отмеченных выше: протекание химических реакций между светоэрозионными парами и окружающей средой; возрастание напряженности электрического поля световой волны; автоэлектронную эмиссию на микронеоднородностях поверхности мишени. В частности, процесс инициирования ВТИ может зависеть от термофотоэмиссионных свойств материала мишени, длительности и крутизны переднего фронта и длины волны лазерного импульса, макроструктуры активной среды.

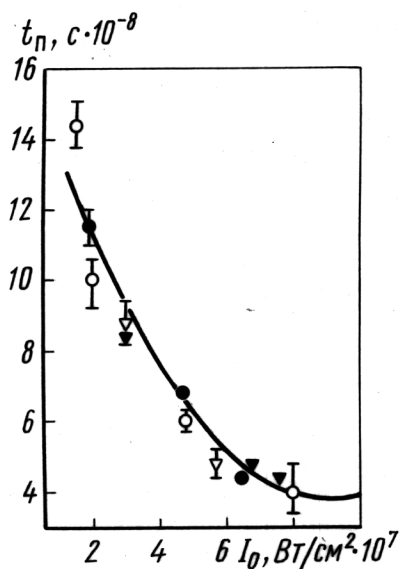


Рис. 2. Зависимость времени плазмообразования  $t_n$  от плотности мощности излучения для газоплазменных потоков различного химического состава:

○ —  $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$  при  $p_0 \approx 10^3$  Па;  
 ● —  $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$  при  $p_0 \approx 2,5 \cdot 10^3$  Па;  
 ▼ — Al при  $p_0 \approx 4 \cdot 10^3$  Па; ▽ — Al при  $p_0 \approx 3 \cdot 10^4$  Па

очисткой ее поверхности от примесей и уменьшением числа дефектов структуры и микронеоднородностей.

В вакуумных условиях измерение порогов оптического пробоя ( $I_0^*$ ) проводилось путем последовательного уменьшения энергии лазерных импульсов  $E_n$  вплоть до исчезновения плазменной зоны у мишени. Время образования плазмы  $t_n$  определялось с помощью электронно-оптического фотохронографа, а также по искажению формы импульса лазерного излучения, отраженного от мишени, и с помощью электрического зонда, работающего в режиме ионного тока насыщения.

В результате генерации ВТИ (плазмообразования у мишени) происходит смена режимов взаимодействия лазерного излучения с конденсированной мишенью — переход волны развитого испарения в ВТИ или (и) в волну фотоионизации, фронт волны ионизации, как и фронт волны испарения, движется вглубь мишени, энерговыделение во фронте ВТИ приводит к квазинепрерывному плазмообразованию и разлету нагретой плазмы за фронтом волны из зоны взаимодействия.

Полученные количественные данные (рис. 3, см. рис. 2) о порогах плазмообразования у легкоаблирующих диэлектрических мишеней (из

На рис. 2 приведены экспериментальные данные о зависимости порогов плазмообразования от длительности лазерного импульса. Из рисунка видно, что порог образования плазмы снижается более чем на два порядка при увеличении длительности лазерного импульса от  $t_n \approx 10^{-7}$  до  $t_n \approx 4 \times 10^{-3}$  с, а затем остается приблизительно постоянным вплоть до непрерывного режима воздействия лазерного излучения (т.е. при больших длительностях импульса устанавливается квазистационарный режим взаимодействия лазерного излучения с плоскими мишенями). Измерения порогов плазмообразования показывают также, что пороги для различных металлов и диэлектриков отличаются не более чем в 5–6 раз и, как правило, возрастают при многократном (импульсно-периодическом) воздействии на одну и ту же зону мишени, что объясняется

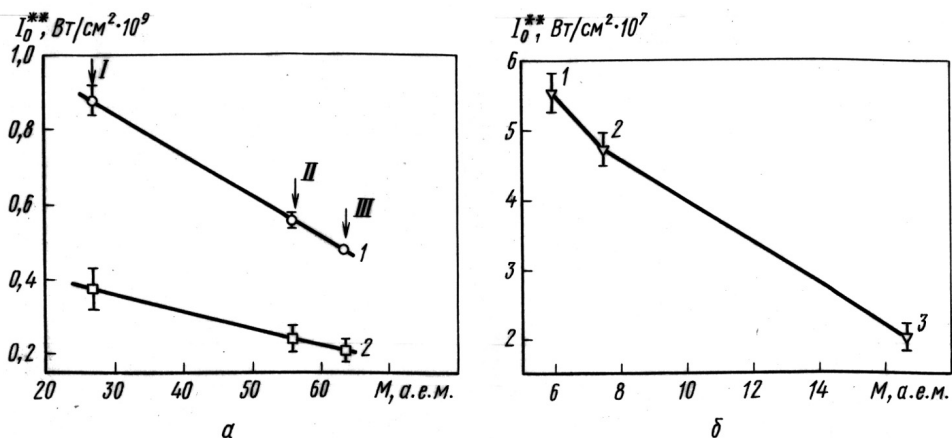


Рис. 3. Пороговые интенсивности оптического пробоя в активной среде простого (а) и сложного (б) химического состава в зависимости от длины волны детонационного лазерного импульса:

а —  $\lambda_1 \approx 0,693$  мкм;  $\lambda_2 \approx 1,06$  мкм; I — Al; II — IX18H9T; III — Cu;  
 б —  $\lambda \approx 10,6$  мкм; 1 —  $(\text{NH}(\text{CH}_2)_5\text{CO})_n$ ; 2 —  $(\text{CH}_2\text{O})_n$ ; 3 —  $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$

материалов  $(\text{CH}_2\text{O})_n$  и  $(\text{CH}_2)_n$  и их сопоставление с данными о давлении отдачи (рис. 4) показывают, что к моменту вспышки свечения (и достижения яркостной температуры  $T_{\text{я}} \geq 5 \cdot 10^3$  К в центре пятна облучения) плотность энергии  $E_{\text{и}}/S_0$  составляет  $5 \pm 0,5$  и  $2 \pm 0,3$  Дж/см<sup>2</sup> для мишеней из полиформальдегида  $(\text{CH}_2\text{O})_n$  и полиэтилена  $(\text{CH}_2)_n$  соответственно. Это позволяет определить пороговые интенсивности  $I_0^*$  излучения для плазмообразования, которые соответствуют началу спада зависимости от них удельного механического импульса отдачи  $C_{\text{м}}/I_0$  (рис. 5, см. рис. 4), что сопряжено с генерацией на мишени приповерхностной поглощающей плазмы (снижение импульса отдачи при увеличении  $I_0$  до значений порядка  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>). Механический импульс, сообщаемый мишеням, измерялся с помощью баллистического маятника, чувствительность измерительной системы варьировалась путем изменения массы маятника, при этом точность измерения механического импульса была не менее 10%. Измерение импульса отдачи и глубины кратера зоны термического воздействия при  $\lambda \approx 1,06$  мкм на металлических плоских мишенях из материалов Al, Вi в вакуумных условиях показывает близость данных, представленных на рис. 5, к известным результатам при  $\lambda \approx 10,6$  мкм (для всех материалов наблюдаются области постоянства параметра  $J/E_{\text{и}} \approx 10^{-4}$  Н·с/Дж в интервале  $I_0 \approx 10^7 \dots 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>), откуда следует, что существование ВТИ, идущей вглубь мишени, должно приводить к появлению плато в графике зависимости  $J/E_{\text{и}} \approx f(I_0)$  и к спаду  $J/E_{\text{и}}$  с возрастанием  $I_0$ .

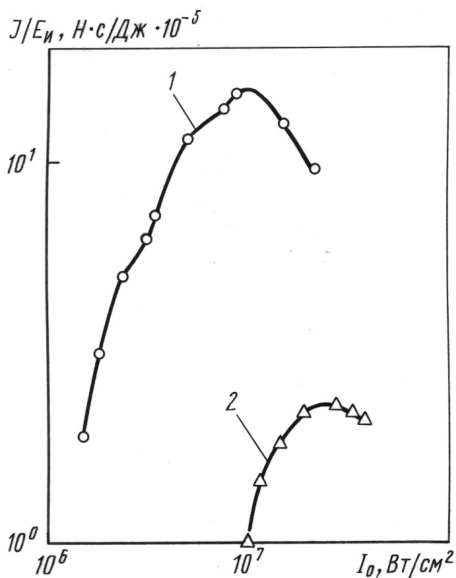
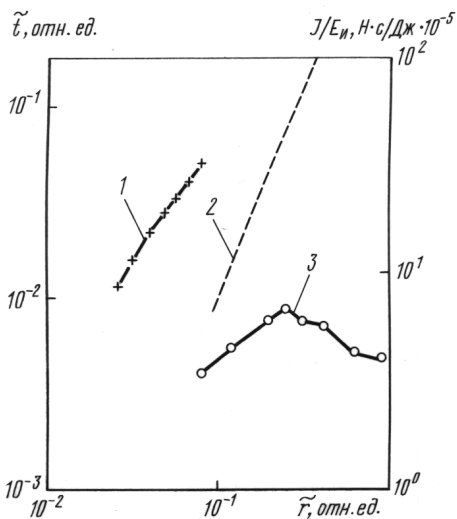


Рис. 4. Зависимость удельного механического импульса отдачи (3) и безразмерного времени (1) от безразмерного радиуса; расчет безразмерного радиуса контактного точечного сферического взрыва (2)

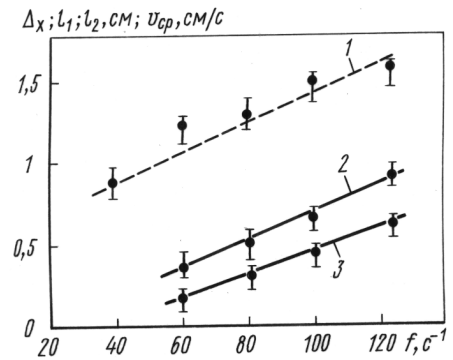
Рис. 5. Зависимость удельного импульса от плотности мощности лазерного импульса для металлической (2 — Al) и диэлектрической (1 —  $(C_2F_4)_n$ ) плоских мишеней

**Краткий анализ экспериментальных результатов.** Существование у поверхности мишени плазменного слоя (образующегося в результате лазерной абляции примесного поверхностного слоя и ВТИ) приводит к увеличению длительности теплового воздействия на мишень от  $t_{и} \approx 10^{-6}$  с до  $t_p \approx 10^{-4}$  с ( $t_p$  — характерное время релаксации/рекомбинации плазменной зоны). При этом ультрафиолетовое излучение, вакуумный ультрафиолет и конвективные тепловые потоки плазменной зоны вызывают дополнительное испарение материала поверхностного слоя. Для того чтобы к началу следующего импульса условия в приповерхностном слое мишени оказались теми же, что и для предыдущего импульса (с учетом изменения физико-химического состояния поверхности), необходимо, чтобы пары этой области диффундировали в окружающую мишень среду. Поскольку скорость диффузионных процессов, как правило, гораздо меньше газодинамических ( $t_{диф} > t_p$ , где  $t_{диф}$  — “диффузионное” время релаксации), то в импульсно-периодическом режиме облучения взаимное влияние импульсов в цуге сказывается на меньших частотах следования  $f$ , нежели в свободном газе. Впервые проявление данного эффекта в ограниченных объемах при облучении диэлектрических и металлических мишеней в вакуумных и газовых средах различного состава было обнаружено при использовании импульсно-периодического инфракрасного

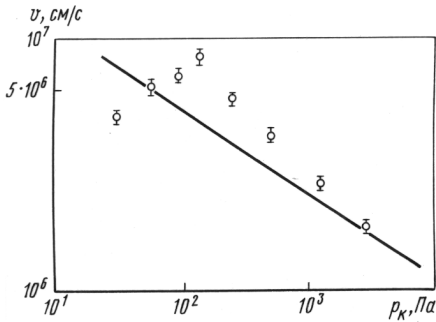
излучения [11, 12], когда интенсивность  $I_0(t)$  в фокальной плоскости была недостаточной для пробоя газа ( $I_0 \ll I_0^*$ ) при отсутствии мишени.

Регистрация макроструктуры плазмы пробоя в каждом лазерном импульсе, а также динамика изменения ее размеров и положения относительно мишени от импульса к импульсу свидетельствуют о том, что генерация плазмы в одиночном импульсе или в первом импульсе цуга происходит на поверхности мишени, а длина плазменной области в направлении лазерного луча не зависит от материала мишени. В последующих импульсах серии наблюдается смещение границы пробоя газа от поверхности мишени, причем этот эффект зависит от материала мишени и частоты  $f$  следования импульсов. На рис. 6 представлена зависимость от частоты импульсов максимального удаления от поверхности мишени передней  $l_1^{\max}$  и задней  $l_2^{\max}$  границ плазмы пробоя, а также средней скорости перемещения от импульса к импульсу передней границы пробоя  $v_{cp} = l_1^{\max} f / N$ , где  $N$  — число импульсов излучения, между которыми происходит перемещение области пробоя. Анализ полученных результатов показывает, что наблюдаемая волна пробоя в активной среде связана с испарением поверхностного слоя вследствие радиационно-теплового плазменного воздействия; наличие паров в области каустики фокусирующей системы приводит к облегчению условий развития лавины в смеси паров. Кроме того, генерация К-фазы происходит в виде капель (которые затем конденсируются в среде в виде аэрозолей с протеканием химических реакций). Эти капли, находящиеся в зоне светового воздействия, могут служить затравками для оптического пробоя вследствие их теплового взрыва в поле лазерного излучения [13–16].

Радиационно-газодинамические процессы, развивающиеся у мишени после оптического пробоя в плотном газовой-плазменном потоке, имеют аналогию с безмассовым точечным взрывом [14], так как в результате быстрого выделения энергии лазерного излучения в потоке детонационной камеры формируется лазерная детонационная волна (ЛДВ), которая, распространяясь в газовой среде, оказывает оптомеханическое воздействие на ми-



**Рис. 6.** Удаление передней (1) и задней (2) границ плазменной области при облучении плоской мишени  $\text{CO}_2$ -лазером и средняя скорость  $v_{cp}$  перемещения передней границы пробоя в зависимости от частоты повторения лазерных импульсов



**Рис. 7.** Зависимость максимальной скорости ЛДВ в газе  $(\text{CH}_2)_n$  от плотности потока излучения для  $\rho_k \approx 10^2$  Па;  $\circ$  — экспериментальные данные

системы уравнений радиационной газодинамики определяется скорость ЛДВ и параметры газа за ее фронтом, что позволяет для осуществляемых режимов генерации ЛДВ оценить скорость и параметры газа за фронтом ударной волны (рис. 7). Зависимость скорости ЛДВ от плотности потока лазерного излучения можно аппроксимировать прямой, соответствующей в логарифмическом масштабе степенной функции  $v \approx I_{0\text{max}}^n$  (здесь  $n \approx 0,7 \pm 0,05$ , что совпадает с теоретическим значением для сверхзвуковой ЛДВ:  $v \approx I_0^{0,73} / \rho^{0,91}$ ).

Анализ характерных регистрограмм динамики потоков в доступной для визуализации области позволяет определить: 1) максимальную скорость движения плазменного фронта, которая достигается во время максимума лазерного импульса с незначительным сдвигом; 2) средние скорости движения плазменного фронта, соответствующих пику и заднему фронту лазерного импульса. Сравнение измеренных в вакууме и рассчитанных скоростей (см. рис. 6) показывает, что в диапазоне плотностей радиационных потоков  $I_0 \approx 5 \dots 20 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> экспериментально определенные значения скоростей, соответствующих максимуму лазерного импульса  $I_{0\text{max}}(t)$ , близки к теоретическим для ЛДВ. При увеличении интенсивности излучения до  $I_0 > 2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> измеренные значения скоростей  $\tilde{v}$  для  $t_n \approx I_{0\text{max}}$  превосходят в 1,5–2 раза расчетные; более высокие значения скоростей распространения по сравнению со скоростью ЛДВ, очевидно, обусловлены переходом к режиму сверхзвуковой радиационной волны [13]. Экспериментальные значения скоростей, измеренных для заднего фронта лазерного импульса и в диапазоне  $I_0 \approx (5 \dots 20) \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, составляют  $\sim (2 \dots 4) \cdot 10^5$  см/с. Эти значения соответственно в 1,65–1,25 раз ниже теоретических для

шнень. Характеристикой этого воздействия является сообщаемый мишени удельный механический импульс  $C_m \approx J_0/E_{\text{и}}$ , зависящий от эффективности преобразования энергии лазерного излучения  $E_{\text{и}}$  в энергию ударной волны и от симметрии возникающего радиационно-газодинамического движения.

Динамические режимы распространения волн поглощения лазерного излучения хорошо изучены и описаны в работах [13–19]. С использованием условия Жуге и



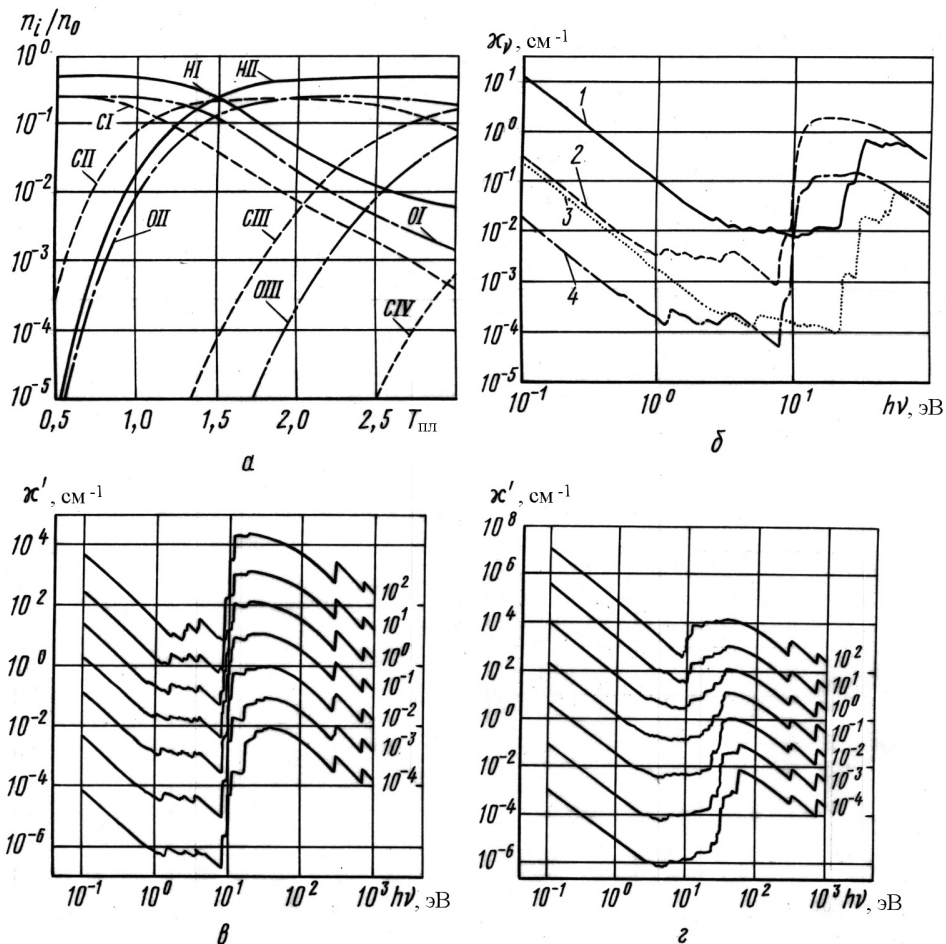
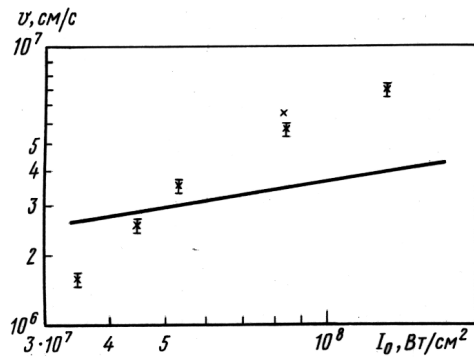


Рис. 8. Ионизационный состав плазмы полиформальдегида (а) ( $n_i/n_0$ , где  $n_i$  — концентрация  $i$ -го сорта частиц,  $n_0$  — суммарная концентрация тяжелых частиц: атомов, ионов, молекул,  $n_0 = 10^{18}$  см $^{-3}$ ); коэффициенты поглощения в непрерывном спектре плазмы: б — полиформальдегида (CH $_2$ O) $_n$  при  $\rho \approx 10^{-2}$  (1, 2), 1 (3, 4);  $T \approx 3$  (1, 3), 1 (2, 4) эВ; в, г — фторопласта (C $_2$ F $_4$ ) $_n$  при  $T \approx 1$  (в), 3 (г) эВ

ЛДВ, что указывает на распространение плазменного фронта в режиме дозвуковой радиационной волны, характерным признаком которого является прозрачность ударной волны для лазерного излучения. Этот вывод подтверждают и тепловровские регистрограммы зоны взаимодействия, анализ которых показывает, что при высокой плотности энергии  $E_{и}/S_0 \approx 28$  Дж/см $^2$  (соответствующей интенсивности лазерного излучения в максимуме  $I_{0\max} \approx 10^8$  Вт/см $^2$ ) и заднем фронте импульса  $I_0 \approx 2 \cdot 10^7$  Вт/см $^2$  в течение 0,8–1 мкс фронт свечения плазмы совпадает с фронтом ударной волны. Это связано с распространением волны поглощения лазерного излучения в светодетонационном режиме с

характерным для него поглощением падающего излучения непосредственно за фронтом ударной волны (рис. 8). В условиях плоской (квазиодномерной) геометрии распространения волны поглощения лазерного излучения параметры перехода от светодетонационного режима к режиму дозвуковой радиационной волны соответствуют результатам теоретических расчетов [13], что позволяет количественно характеризовать спектрально-энергетические условия переходных режимов воздействия. Таким образом, осуществлением различных режимов генерации ЛДВ и распространения волн поглощения (с изменением величины массового расхода  $\dot{m}(t)$ , крутизны передних фронтов лазерных импульсов  $\tau_{и}$ ,  $\tau_{и}''$  и геометрии облучения  $E_{и}/S_0 \approx \dot{m}(t)$ ) можно управлять их динамикой.

Зависимости скоростей волн поглощения от плотности потока мощности лазерного излучения (рис. 9, см. рис. 7) позволяют определить пороги возникновения сверхзвуковых ударных волн: низкие пороги (т.е. оптимальные условия для генерации сверхзвуковых радиационных волн) имеют место в средах с низкими потенциалами ионизации. Если интенсивность ниже пороговой для оптического пробоя, то быстрое перемещение плазменного фронта не связано с волной пробоя, движение которой от фокуса вдоль расширяющегося лазерного пучка происходит благодаря последовательному достижению порога пробоя в различных сечениях пучка при нарастании интенсивности излучения в лазерном импульсе. Однако, как установлено в работах [17, 18], пороговое значение  $I_0^*$  снижается под действием собственного излучения плазмы. Это объясняется тем, что ультрафиолетовое излучение плазмы ионизирует окружающий газ, а образовавшиеся фотоэлектроны облегчают развитие электронной лавины в поле лазерного излучения. Тогда



**Рис. 9.** Зависимость максимальной скорости волны поглощения в потоке  $(\text{CH}_2\text{O})_n$  при  $I_0 \approx 8,5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>;  $\circ$  — экспериментальные данные

для наблюдаемой быстрой волны поглощения реализуется наиболее вероятный механизм распространения: ультрафиолетовое излучение плазмы, создавая затравочные фотоэлектроны перед фронтом волны, обеспечивает передвижение границы лавинной ионизации навстречу лазерному излучению и вовлечение новых порций газа в волну (теоретическая модель такой быстрой волны ионизации описана в работах [14, 20]), т.е. распро-

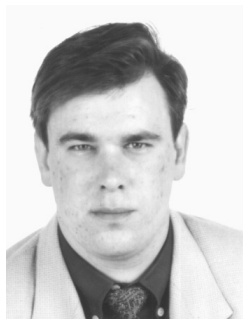
странение такой “радиационной волны пробоя” связано с последовательным снижением порога оптического пробоя в прилегающих к плазменному фронту слоях газа благодаря их прогреву собственным излучением волны, что качественно объясняет наблюдаемые в экспериментах с аблирующими мишенями закономерности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Р а д и а ц и о н н а я плазмодинамика / Под ред. Ю.С. Протасова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – С. 9–53.
2. П р о т а с о в Ю. Ю. О фазовых переходах “твердое тело — газ — плазма” в поле интенсивного лазерного излучения // Кипение и конденсация / Под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Наука, 1999. – С. 840–858.
3. Э н ц и к л о п е д и я низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2001. – (Вводный том. Кн. 2. – С. 125–305).
4. П р о т а с о в Ю. Ю. Экспериментальный комплекс “Луч” // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”. – 1997. – № 4. – С. 585–595.
5. А ф а н а с ь е в Ю. В., К р о х и н О. Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества // Труды ФИАН. – 1970. – Т. 52. – С. 118–170.
6. Р ы к а л и н Н. Н., У г л о в А. А. Теплофизические процессы при взаимодействии лазерного излучения с поглощающими средами // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1982. – Т. 46. – № 6. – С. 1018–1025.
7. К о з л о в а Н. Н., П е т р у х и н А. И., С у л я е в В. А. Экспериментальное исследование начала испарения и возникновения плазменного слоя при воздействии лазерного излучения на металлы в различных газах // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2. – № 7. – С. 1390–1394.
8. Ф и з и ч е с к и е измерения в газовой динамике и при горении / Под ред. Р.У. Ланденбурга. – М.: Ин. лит., 1957. – 484 с.
9. Phipps C. R. Jr., Turner T. P., Harrison R. F., York G. W., Osborne W. Z. et al. Impulse Coupling to Targets in Vacuum by KrF, HF and CO<sub>2</sub> Lasers // J. Appl. Phys. – V. 64. – P. 1083–1096.
10. Ч у м а к о в А. Н., П е т р е н к о А. М., Б о с а к Н. А. Динамика ударной волны при лазерном приповерхностном пробое воздуха // Инженерно-физический журнал. – 2002. – Т. 75. – № 3. – С. 161–165.
11. В о р о б ь е в В. С. Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // Успехи физических наук. – 1993. – Т. 163. – № 12. – С. 51–83.
12. В и л е н с к а я Г. Г., Н е м ч и н о в И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1969. – № 6. – С. 3–19.
13. M e y e r a n d R. G., H a u g h t A. F. Gas breakdown at optical frequencies // Phys. Rev. Lett. – 1963. – V. 11. – P. 401–403.
14. М а ж у к и н В. И., У г л о в А. А., Ч е т в е р у ш к и н Б. Н. Моделирование пробоя плотного молекулярного газа лазерным излучением вблизи металлической поверхности // Докл. АН СССР. – 1979. – Т. 246. – № 6. – С. 1338–1342.
15. В и л е н с к а я Г. Г., Н е м ч и н о в И. В. Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты // Докл. АН СССР. – 1969. – Т. 186. – С. 1048–1051.

16. Протасов Ю. Ю. Спектрально-яркостные характеристики приповерхностной лазерной плазмы аблирующих полимерных мишеней // Журнал прикладной спектроскопии. – 2003. – Т. 70. – № 1. – С. 58–66.
17. Протасов Ю. Ю., Телех В. Д. Термодинамические и транспортные свойства плазмы элементов полимерного ряда (С, Н, О, N, F) // Труды 3-го Международного симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии. Т. 1. – Иваново, 2002. – С. 145–149.
18. Protasov Yu. S, Protasov Yu. Yu., Telekh V. D. New generation of data bases for calculation of thermodynamic, optical and transport properties of plasma with temperatures up to 102 eV // Proc. of XXVII European Conf. on Laser Interaction with Matter. – Moscow, 2002. – P. 49.
19. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Романов Г. С. и др. Изменение отражательной способности металлов за время действия импульса ОКГ // Журнал технической физики. – 1968. – Т. 38. – № 5. – С. 851–855.
20. Meyerand R. G., Haight A. F. Gas breakdown at optical frequencies // Physical Review Letters. – 1963. – V. 11. – P. 401–403.

Статья поступила в редакцию 9.04.2004



Юрий Юрьевич Протасов — д-р техн. наук, доцент кафедры “Газотурбинные и нетрадиционные установки” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 100 научных работ в области фотонной энергетики.

Yu. Yu. Protasov — D.Sc. (Eng.), assoc. professor of “Gas-Turbine and Non-Traditional Facilities” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 100 publications in the field of photon power-engineering.

Олег Геннадьевич Степанов — научный сотрудник УНЦ фотонной энергетики. Автор более 20 научных работ в области электрических разрядов.

O.G. Stepanov — researcher of Educational and Scientific Center for Photon Power Engineering of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 20 publications in the field of electric discharges.