

Ю. Ю. Протасов, А. Н. Рубинов

ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. О КОЭФФИЦИЕНТЕ ОТРАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АБЛИРУЮЩИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Приведены результаты экспериментального определения коэффициентов отражения лазерного излучения стандартных частот ($\lambda_1 \sim 10,6$ мкм, $\lambda_2 \sim 1,06$ мкм, $\lambda_3 \sim 0,69$ мкм, $\lambda_4 \sim 0,241$ мкм) от диэлектрических полимерных мишеней (C–H–O–N–F) сложного химического состава в вакууме в диапазоне пороговых для образования волны развитого испарения значений плотности мощности когерентного излучения $I_0 \sim 10^4 - 10^7$ Вт/см².

Для количественного описания радиационно-газодинамических процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с конденсированными активными средами и конструкционными материалами плазменных и фотонных энергетических установок высокой плотности мощности, динамики импульсных фазовых переходов, характеризующих эффективность конверсии излучения в них, необходимы экспериментальные данные о температурных и частотных зависимостях оптических характеристик облучаемых мишеней [1, 2]. Наибольшей неопределенностью в теоретическом и экспериментальном анализе обладает коэффициент отражения $R(\lambda, I_0, T)$ лазерного излучения стандартных частот от поверхности светоэрозионных мишеней в области температур фазовых переходов “твердое тело–газ–плазма” даже в ограниченном диапазоне интенсивностей лучевого воздействия ($I_0 \sim 10^6 - 10^9$ Вт/см²) [3, 4]. Практически отсутствуют также экспериментальные данные об отражении лазерного излучения от диэлектрических и комбинированных (металл–диэлектрик) мишеней сложного химического состава в вакууме, в том числе в условиях развитого поверхностного испарения и плазменной экранировки облучаемой поверхности. Далее приведены результаты исследования коэффициентов отражения импульсного лазерного излучения с $\lambda_1 \sim 10,6$ мкм и $\lambda_2 \sim 1,06$ мкм от аблирующих ((C₂F₄)_n, (CH₂O)_n, (CH₂)_n, (CH₂O)_n+Al)-мишеней в вакууме. Экспериментально измеряли энергию и мощность зондирующего лазерного излучения, падающего на мишень и отраженного в апертуру фокусирующих зеркал, и также рассеянного под

различными углами по отношению к плоской или профилированной мишени.

Диагностический модуль и оптическая схема экспериментальной установки, содержащей блок источников зондирующего излучения, вакуумную камеру с интегрирующей фотометрической сферой и блок фотоэлектрических и калориметрических приемников излучения, подробно описаны в работе [5]; для измерения рассеянного лазерного излучения применялись графитовые калориметры и фотоэлектрические детекторы мощности, которые располагали под разными углами к мишени. Удовлетворительная воспроизводимость параметров лазерного излучения позволила определить диаграмму направленности рассеянного излучения за несколько лазерных импульсов. Результаты измерений пересчитывали на единицу телесного угла, учитывая расстояние до мишени и размеры чувствительных элементов приемников. Погрешность относительных измерений энергии (с учетом погрешности определения телесного угла) составляет $\sim 10 \pm 2\%$, а мощности $\sim 15 \pm 2\%$. Анализируя характерные осциллограммы импульсов падающего на мишень и отраженного лазерного излучения, особенности формы и искажения отраженного сигнала (что связано с изменением коэффициента отражения при образовании приповерхностной плазмы) в диапазоне изменения плотности потока лазерного излучения $I_0 \sim 10^6 - 10^9$ Вт/см², выявили их соответствие динамике лазерно-индуцированного плазмообразования и времени образования плазмы ($t_{\text{п}}$) у мишени, регистрируемой с помощью голографического интерферометра по методике [6]. Исследуя отраженное излучение, определили, что образование приповерхностной лазерной плазмы полимерных и комбинированных плоских мишеней приводит к заметному рассеянию лазерного излучения, но при этом сохраняется форма и амплитуда отраженного импульса, и (наряду с поглощением лазерного излучения) к существенному отражению падающего когерентного излучения. Обработывая осциллограммы, определили коэффициент отражения зондирующего лазерного излучения от приповерхностной плазмы в единицу телесного угла в зависимости от плотности потока лазерного излучения $I_{0\text{max}}$ и угла рассеяния θ . Сравнение мощностей падающего и отраженного в телесный угол приемника излучения проводилось по амплитуде регистрируемых сигналов (так как максимумы сигналов падающего и отраженного излучений приблизительно совпадают по времени).

Характерная особенность зависимостей $R(I_0)$ (рис. 1) для плазмы полимерных мишеней — это наличие максимумов отражения, достигаемых (как и начало резкого роста интегрального коэффициен-

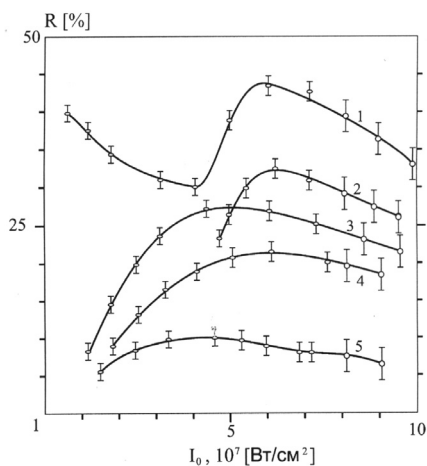


Рис. 1. Зависимость интегрального коэффициента отражения от плотности потока I_0 лазерного излучения для плоских мишеней различного химического состава:

1 — $(\text{CH}_2\text{O})_n$, $\lambda_2 = 1,06$ мкм; 2 — $(\text{CH}_2)_n$, $\lambda_2 = 1,06$ мкм; 3 — $((\text{CH}_2)_n + \text{Al})$, $\lambda_1 = 10,6$ мкм; 4 — $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$, $\lambda_2 = 1,06$ мкм; 5 — Al_2O_3 , $\lambda_1 = 10,6$ мкм

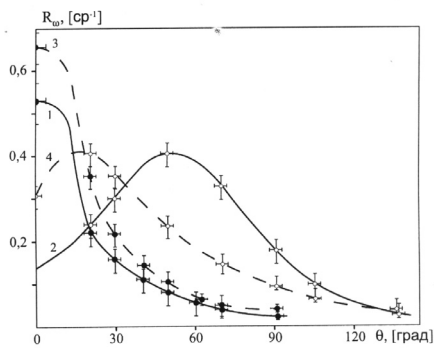


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от угла рассеяния θ при различных плотностях потока когерентного излучения:

1, 2 — $I_0 \sim 10^7$ Вт/см², $(\text{CH}_2\text{O})_n$ — мишень, $\lambda_2 = 1,06$ мкм; 3, 4 — $I_0 \sim 3,5 \cdot 10^7$ Вт/см², $(\text{CH}_2)_n$ — мишень, $\lambda_2 = 1,06$ мкм; 1, 3 — нормальное падение; 2, 4 — угол падения $\sim 45^\circ$

та отражения) в области пороговых для плазмообразования значений I_0 ($I_0 \geq I_0^{**}$).¹ При плотности потока $I_0 > 10^7$ Вт/см² и нормальном падении излучения на мишень (рис. 2) диаграмма направленности рассеянного плазмой лазерного излучения, соответствующая различной ориентации мишени относительно зондирующего луча, вытянута в направлении падающего излучения и заметно отличается от закона Ламберта; поворот плоской мишени на угол 45° приводит к расширению диаграммы направленности и смещению ее вершины на угол $\theta \sim 50^\circ$. При увеличении плотности потока лазерного излучения до $I_{0\text{max}} \sim 2 \cdot 10^8$ Вт/см² угол поворота диаграммы направленности уменьшается до $\theta \sim 20^\circ$. Интегрируя диаграмму направленности (для нормального угла падения) в пределах полусферы, получают значения полного коэффициента отражения: $R(\lambda_1) \sim 55\%$. Результаты этих измерений, также как и относительно слабая зависимость диаграммы направленности от угла ориентации мишени при $I_0 > 5 \cdot 10^7$ Вт/см² со-

¹Измерение порогов плазмообразования (как и t_n) проводилось путем последовательного уменьшения энергии лазерных импульсов, а также и по искажению формы импульса зондирующего лазерного излучения, отраженного от мишени $R(t)$, и с помощью электрических зондов, установленных в мишени, работающих в режиме ионного тока насыщения.

ответствуют анализируемым в работе [7] более высоким значениям I_0 и коррелируют с особенностями динамики волны поглощения лазерного излучения на $\lambda_1 \sim 10,6$ мкм и $\lambda_2 \sim 1,06$ мкм в газовой плазме в вакууме, когда при пороговых интенсивностях воздействия $I_0^{**}(\lambda)$ образуется лазерная детонационная волна (ЛДВ). Оценки плазменных параметров в условиях генерации ЛДВ при $I_0 > I_0^*(\lambda_1)$ (при использовании формализма и таблиц термодинамических функций и ударных адиабат из работ [8, 9]) показывают, что внутри области поглощения лазерного излучения (между фронтом УВ и плоскостью Жуге) существуют плазменные зоны с критической концентрацией электронов ($n_{\text{крит}} > 10^{10}$ см⁻³ для лазерного излучения с $\lambda_1 \sim 10,6$ мкм), что является причиной сильного отражения лазерного излучения, наблюдаемого экспериментально. При увеличении I_0 плотность электронов должна превышать критическую плотность уже непосредственно на фронте УВ, и поглощение лазерного излучения в этом случае возможно лишь в узком неравновесном релаксационном слое на ее фронте; однако при высоких интенсивностях потока лазерного излучения происходит переход от гидродинамического к радиационному механизму распространения волны поглощения, что сопровождается размытием фронта волны ионизации за счет появления перед УВ слоя прогретого газа, поглощающего лазерное излучение [7], что и является причиной наблюдаемого уменьшения коэффициента отражения от приповерхностной плазмы при дальнейшем росте $I_0(t)$. Полные потери энергии лазерного излучения в результате отражения в энергетическом балансе взаимодействия лазерного излучения с полимерными мишенями определяли путем интегрирования диаграммы направленности рассеянного излучения, измеренной с помощью калориметра. Одинаковый вид зависимостей $R(I_{0\text{max}})$ для полимерных мишеней при $I_0 \geq I_0^{**}$ и их сходство с зависимостью коэффициента отражения в единицу телесного угла R_ω указывают на то, что при высоких плотностях потока потери энергии лазерного излучения обусловлены, в основном, отражением от приповерхностной плазмы. При низких значениях плотностей потока излучения ($I_0 < I_0^{**}$) вследствие возрастания времени плазмообразования $t_{\text{п}}$ увеличивается вклад в полные потери в результате отражения лазерного излучения непосредственно от поверхности мишеней, что объясняет увеличение доли отраженной энергии для мишени с высоким коэффициентом отражения. Как известно [10], образующийся на поверхности мишени плазменный слой существенно влияет на эффективность ее нагрева импульсным лазерным излучением. Исследование эффективности нагрева полимерных мишеней лазерными импульсами при сравнительно большой площади воздей-

ствия (и создании плоского слоя плазмы на поверхности мишени) проводили с помощью графитового калориметра, на приемную площадку которого наклеивали тонкие фольги из исследуемых материалов и металлических трехслойных висмутовых болометров [11]. Результаты измерения коэффициента теплопередачи K_T , равного отношению поглощенной энергии к энергии лазерного импульса, в зависимости от плотности потока излучения I_0 показывают, что при плотности потока ниже порога образования плазмы ($I_0 < I_0^{**}$) коэффициент теплопередачи для металлических мишеней мал ($K_T^{Cu} \sim 3 \dots 4 \%$, $K_T^{Al} \sim 5 \dots 7 \%$, $K_T^{Ti} \sim 15 \dots 17 \%$), что связано с высокими коэффициентами отражения лазерного излучения с $\lambda_{1,2}$ [12], а для полимерных мишеней измеренные значения достигают $K_T \sim 50 - 60 \%$. Наблюдаемые в экспериментах зависимости $K_T(I_0)$ обусловлены противоположным влиянием двух различных факторов, связанных с плазмообразованием на поверхности мишеней: с одной стороны, экранировка мишени плазмой приводит к значительному уменьшению доли лазерного излучения, достигающего поверхности мишени, и, следовательно, уменьшению ее нагрева (этот фактор оказывается существенным для мишеней с низкими значениями коэффициентов отражения); с другой стороны, поглощение лазерного излучения в плазме приводит к ее нагреву до температур в несколько десятков кК и при этом часть поглощенной в плазме энергии передается мишени благодаря конвективному теплообмену и интенсивному переизлучению плазмы в видимой и УФ областях спектра [13], где коэффициенты отражения ниже, чем на λ_1 и λ_2 . Уменьшение коэффициента теплопередачи $K_T(I_0)$ при высоких плотностях потока $I_0(t)$ связано с изменением режима нагрева среды в волне поглощения лазерного излучения и уменьшением доли переизлучаемой плазмой энергии по отношению к энергии лазерного импульса.

Авторы выражают признательность В.В. Христовору и Т.С. Щепанюку за помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

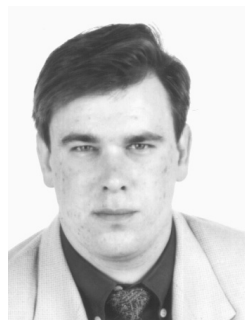
1. Phipps C. R., Michaelis M. M. Laser and Particle Beams. 12, № 1 (1994). 23–54.
2. Протасов Ю. Ю., Телех В. Д., Чувашев С. Н. Газоразрядная электроника. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. – 720 с.
3. Donaldson T. P., Hubbard M., Spalding I. J. Solid-plasma phase transissions in Laser field. Phys. Rev. Lett. 37, № 20 (1976) 1348–1351.
4. Минько Л. Я., Бакеев А. А., Чумаков А. Н. Измерение коэффициента отражения металлических поверхностей // ЖПС. – 1989. – Т. 51. – № 3. – С. 403–428.

5. Протасов Ю. Ю., Семенов А. М., Христофоров В. В. Экспериментальный стенд для исследования оптических характеристик конденсированных сред в вакууме // Вестник МГТУ. Серия "Машиностроение". – 2002. – № 4. – С. 199–211.
6. Protasov Yu. Yu. About Phase Transitions Stimulated by Laser Radiation. In: The Physics of Heat Transfer in Boiling and Condensation / Ed Leontiev A.I. M.: Nauka (1997) 544–558.
7. Голубь А. П., Немчинов И. В. Численное моделирование поглотительной способности плазмы алюминия // Квантовая электроника. – 1980. Т. 7. – № 1. – С. 209–211.
8. Протасов Ю. Ю. Экспериментальное определение коэффициента отражения тугоплавких диэлектриков в вакууме в поле интенсивного радиационного воздействия // Доклады конференции ИЕЕ. – Лондон, 2000. – С. 440–445.
9. Коряшев О. В., Ноготков Д. О., Протасов Ю. Ю., Телех В. Д. Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок. Т.1 / Под ред. Ю.С. Протасова. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000. – 640 с.
10. Минько Л. Я., Чумаков А. Н., Лопарев А. Н. и др. О коэффициенте отражения алюминиевых мишеней в воздухе // ЖПС. – 1998. – Т. 65. – № 2. – С. 261–268.
11. Протасов Ю. Ю. Анализатор тепловых и радиационных потоков // Приборы и техника эксперимента. – 2002. – № 6. – С. 741–748.
12. Чумаков А. Е., Петренко А. М., Босак Н. А. Исследование оптических характеристик металлов, облучаемых CO₂-лазером // ИФЖ. – 2002. Т. 75. – № 3. – С. 161–165.
13. Коротченко А. И., Самохин А. А., Успенский А. Б. О теории оптического поглощения чистых металлов в вакууме // Квантовая электроника. – 1979. Т. 6. – № 1. – С. 210–220.

Статья поступила в редакцию 10.01.2003

Юрий Юрьевич Протасов — канд. 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 — Ph.D. (Eng.), ass 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.



Альберт Николаевич Рубинов — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. института спектроскопии РАН. Автор 44 научных работ в области оптики конденсированных сред.

A.N. Rubinov, Ph.D.(Phys.-Math.), senior researcher of Institute for Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences. Author of 44 publications in the field of optics of condensed media.