

# Исследование составляющих энергобаланса при облучении плоской мишени пикосекундным лазерным импульсом

В.Г.Бородин, В.В.Ильин, В.М.Комаров, В.А.Малинов, В.М.Мигель, Н.В.Никитин, А.В.Чарухчев, В.Н.Чернов

*На лазерной установке «Прогресс-П» на Nd-стекле ( $\lambda = 1053$  нм,  $\tau = 1.4$  пс) экспериментально исследовано рассеяние и поглощение мощного пикосекундного лазерного импульса в твердотельной мишени при интенсивности излучения на ее поверхности  $I = 10^{16} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Обнаружено, что при  $I \leq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> свыше 30 % интенсивности рассеянного света содержится в зеркальной компоненте. Показано, что коэффициент поглощения лазерного излучения при интенсивности  $10^{18} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> выше для мишеней из материалов с большим атомным номером.*

**Ключевые слова:** пикосекундный лазер, отражение, поглощение, лазерная плазма.

## Введение

Лазерная плазма, созданная пикосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $I \approx 10^{16} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, является уникальным источником рентгеновского излучения и заряженных частиц, параметры которых непосредственно зависят от процессов поглощения этого импульса в мишени. При рассмотрении теоретических основ взаимодействия УКИ с твердотельной мишенью процессам поглощения такого импульса было уделено особое внимание [1–9], а для объяснения экспериментально измеренных коэффициентов поглощения (отражения) [10–14] использовались как уже хорошо известный из экспериментов с нано- и субнаносекундными импульсами резонансный механизм, заключающийся в линейной трансформации поляризованной в плоскости падения (р- поляризация) световой волны накачки в плазменные волны [3], так и новые механизмы поглощения, такие как вакуумный нагрев (поглощение Брюнеля) [4], аномальный скин-эффект [5] и  $j - B$ -нагрев [6]. Использование этих новых механизмов в теоретических моделях вызвано тем, что при интенсивности на поверхности мишени  $I \geq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> из-за сильного светового давления лазерного импульса происходит резкое изменение профиля плотности плазмы и резонансное поглощение становится неэффективным.

Анализ экспериментальных данных [10–14], полученных на разных установках и, в основном, в сравнительно узких диапазонах интенсивности (см. также обзор [15]), показывает, что даже при близких значениях  $I\lambda^2$  ( $\lambda$  – длина волны лазерного импульса) коэффициенты поглощения в опытах на разных установках сильно различаются (в 2–3 раза). В связи с этим измерение составляющих энергобаланса в широком диапазоне интенсивностей ла-

зерного излучения на мишени, проведенных при фиксированных параметрах лазерного импульса (длина волны, поляризация, контраст по мощности и энергии, длительность импульса) позволяет дать более корректное описание механизмов поглощения лазерной энергии.

## 1. Схема эксперимента и методики измерения

Эксперименты проводились на пикосекундном лазере «Прогресс-П» на Nd-стекле ( $\lambda = 1053$  нм) [16, 17]. Лазерное излучение, энергия которого в камере взаимодействия достигала 16 Дж при длительности импульса  $\sim 1.4$  пс, фокусировалось на мишень осевым параболическим зеркалом со светосилой 1:1.1 (диаметр лазерного пучка 190 мм) в фокальное пятно (50 % лазерной энергии) диаметром не более 7 мкм. Для лазерной энергии до 1 Дж при диаметре пучка 35 мм фокусировка осуществлялась линзой со светосилой 1:4 с кружком рассеяния (не менее 50 % энергии импульса) диаметром не более 15 мкм. Основному импульсу предшествовал предимпульс усиленной люминесценции длительностью  $\sim 5$  нс с интенсивностью не более  $10^{-8}I$ . Интенсивность предимпульса в интервале 10–100 пс до появления основного импульса составляла не более  $10^{-3}I$ , что является верхним пределом, определяемым методикой измерения. Эксперименты (рис.1) проводились как с р-, так и с s-поляризованным излучением с мишенями из различных материалов при угле падения на мишень относительно ее нормали 33 и 45°.

Энергобаланс взаимодействия при облучении плоских мишеней лазерным импульсом определяется соотношением

$$E = E_m + E_d + E_{ap} + E_{ab},$$

где  $E$ ,  $E_m$ ,  $E_d$  и  $E_{ap}$  – попавшая на мишень, отраженная зеркально, диффузно и в апертуру фокусирующей системы энергии соответственно;  $E_{ab}$  – энергия, поглощенная мишенью.

Измерения коэффициента поглощения при интенсивности на мишени до  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> осуществлялись путем

НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем ВНЦ «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 188537 Сосновый Бор Ленингр. обл.

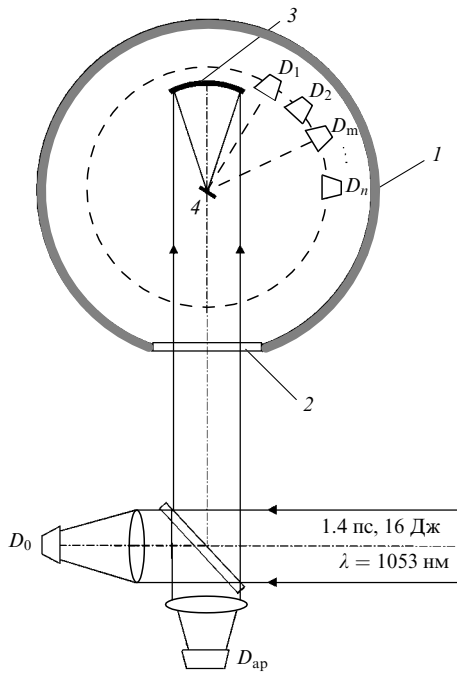


Рис.1. Схема измерения составляющих энергобаланса: 1 – вакуумная камера; 2 – входное окно; 3 – фокусирующее зеркало; 4 – мишень;  $D_0$  – калориметр для измерения падающей на мишень энергии,  $D_1, \dots, D_n$  – калориметры для измерения энергии диффузно рассеянного мишенью света,  $D_m$  – калориметр для измерения энергии зеркальной компоненты рассеянного света,  $D_{ap}$  – калориметр для измерения энергии излучения, отраженного назад в апертуру фокусирующего зеркала.

сбора и измерения энергии рассеянного мишенью света с помощью сферы Ульбрихта. При этом свет, рассеянный мишенью в зеркальном направлении и обратно, в апертуру фокусирующей линзы, собирался и регистрировался отдельно. Падающая и отраженная назад доли лазерного излучения измерялись за поворотным зеркалом. Фокусирующая линза одновременно служила входным окном вакуумной камеры.

Зеркальная составляющая отраженного излучения выводилась из сферы через отверстие с той же светосилой (1:4), что и у входного отверстия, предназначенного для фокусируемого лазерного пучка. Для устранения нелинейных искажений с ростом мощности лазерного пучка вместо фокусирующей линзы было использовано осевое параболическое зеркало со светосилой 1:1.1. Для исследования энергобаланса применялся набор калориметрических датчиков, один из которых полностью перехватывал излучение, отраженное от мишени в зеркальном направлении, а остальные размещались вокруг мишени как в плоскости падения, так и перпендикулярно ей (рис.1). Отдельно измерялась также энергия, рассеянная назад, в апертуру фокусирующего зеркала (линзы). Все компоненты рассеянного и падающего излучения регистрировались многоканальной измерительной системой на основе АЦП, встроенной в компьютер [18].

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.2 представлены измеренные коэффициенты отражения для зеркальной компоненты ( $R_m$ ) и компоненты излучения, рассеянного в апертуру фокусирующей системы ( $R_{ap}$ ), а также полный коэффициент отражения  $R$  для мишеней из различных элементов (Al, Sn и Au) при интенсивности  $I \approx 10^{16} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>.

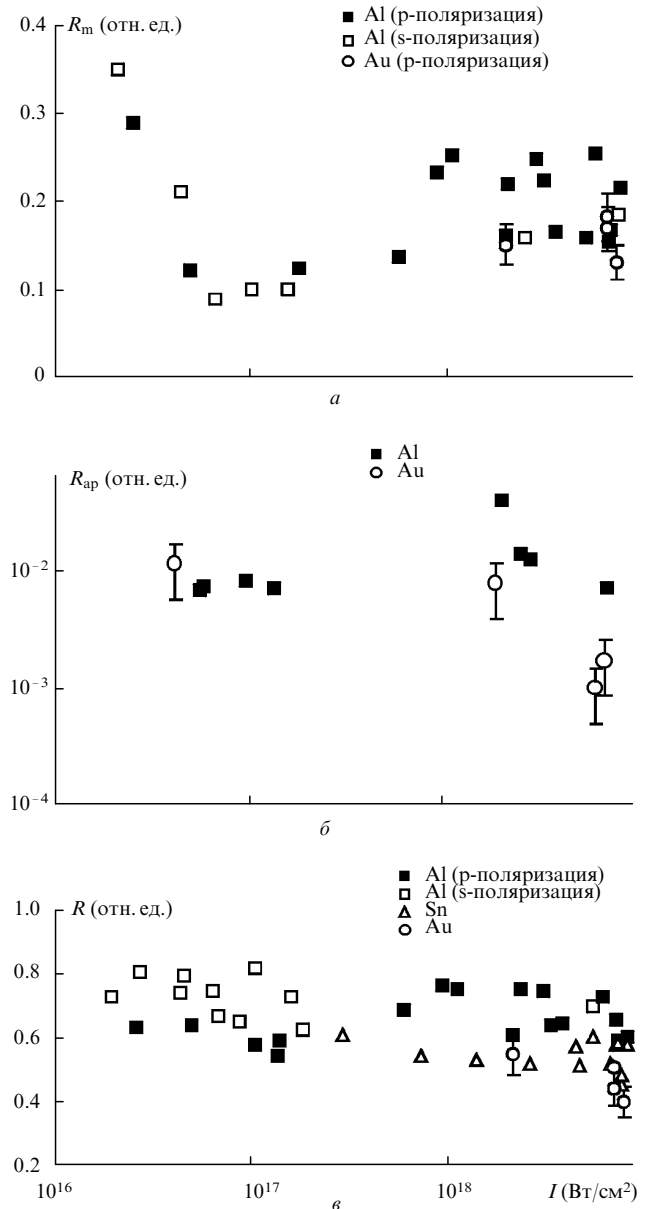


Рис.2. Зависимости коэффициентов отражения лазерного импульса в зеркальном направлении ( $R_m$ ) (а) и назад в апертуру фокусирующей системы ( $R_{ap}$ ) (б), а также полного коэффициента отражения  $R$  (в) от интенсивности на поверхности мишени.

Поглощенная энергия определялась разностью между энергией излучения, попавшего на мишень, и суммой энергий компонент, рассеянных мишенью. Зависимость результирующего коэффициента поглощения  $A = 1 - R$  от интенсивности на мишени показана на рис.3.

Из рис.2,б видно, что отраженная назад в апертуру фокусирующей оптики энергия составляет не более 1% от полной энергии и не играет существенной роли в балансе энергии. В то же время  $R_m$  (рис.2,а) быстро уменьшается от 30–35% при  $I \approx 2 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> до 10–12% при  $I \approx 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, а затем вплоть до  $I \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> меняется мало. При этом  $R_m$  для р-поляризованного света остается несколько меньше, чем для s-поляризованного. Увеличение интенсивности до  $\sim 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> приводит к росту  $R_m$  до 18–25%, и в дальнейшем  $R_m$  мало меняется с ростом  $I$ .

Для количественного объяснения характера зависимостей на рис.2 и 3 необходим детальный численный рас-

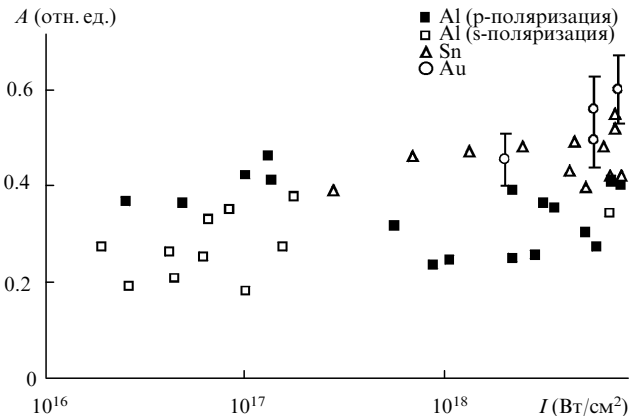


Рис.3. Зависимости коэффициента поглощения энергии лазерного излучения от интенсивности на поверхности плоской мишени из разных материалов.

чет с использованием всех известных механизмов поглощения энергии и с учетом реальных пространственно-временных параметров лазерного излучения на мишени, что в настоящее время является весьма трудной задачей. В то же время качественное объяснение может быть дано на основании следующих простых соображений. Как было показано в работах [1, 2], при  $10^{15} < I \leq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> рост электронной температуры в зоне поглощения приводит к тому, что столкновительное поглощение становится малоэффективным и основным механизмом, ответственным за поглощение света в плазме, является резонансный механизм [3].

При  $I \leq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> различие в отражении s- и p-поляризованного света хотя и заметно (рис.2, а и в), но не так велико, как это предсказывают расчеты [1, 2]. Учитывая результаты работы [12], полученные при сходных ( $I \leq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 1.5$  пс,  $\lambda = 1053$  нм) экспериментальных условиях, можно считать, что причиной этого является неоднородное пространственное распределение лазерной энергии по пятну фокусировки, которое из-за светового давления вызывает искажение («рифление») [9] поверхности вблизи зоны поглощения. Это приводит к появлению заметной доли s-компоненты в первоначально p-поляризованном (и, наоборот, p-компоненты в первоначально s-поляризованном) лазерном пучке. Такая ситуация, в зависимости от исходной поляризации, ведет либо к росту, либо к уменьшению поглощения света. Отметим, что данный подход позволил авторам работы [12] получить хорошее согласие расчетов с экспериментом.

При интенсивности  $I \geq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> неоднородность засветки мишени, по-видимому, начинает еще сильнее сказываться на распределении светового давления по поверхности плазмы, в результате чего различие коэффициентов отражения для обеих поляризаций становится еще меньше. Кроме того, сильным искажением отражающей поверхности можно объяснить и резкое уменьшение  $R_m$  при практически постоянном  $R$ .

Следует отметить, что обнаруженная в отраженном свете довольно значительная (не менее 30 %) доля зеркальной компоненты при  $I \leq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> заметно отличается от полученной в [19], где она не превышала 10 % (при  $I \approx 10^{16} - 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) и менялась незначительно, что, возможно, было следствием исходной неоднородности (шероховатости) поверхности мишени (это было отмечено и авторами [19]).

Анализ зависимостей  $A(I)$  (рис.3) показывает, что если при  $I \leq 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> еще заметно различие коэффициентов поглощения для s- и p-поляризованного света, то далее с ростом интенсивности это различие исчезает и зависимости  $A$  от  $I$  ослабевают. Аналогичные результаты при  $I \leq 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 1053$  нм) были получены и в [14], где для обеих поляризаций коэффициент поглощения составил около 40 %.

В то же время для мишеней с большим атомным номером (Sn, Au) коэффициент поглощения выше, чем для мишеней из Al. Этот результат качественно можно интерпретировать следующим образом. Для интенсивностей  $I \geq 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> можно считать, что передача энергии электронам плазмы осуществляется непосредственно лазерной волной накачки за счет нелинейных бесстолкновительных механизмов [15, 20]. По этой причине поток электронов, ускоренных световой волной, должен быть пропорционален электронной плотности в области поглощения, которая, в свою очередь, определяется степенью ионизации вещества мишени  $z$ .

Согласно оценкам, приведенным в [21], температура электронов плазмы мишени  $T_e$  при  $I \approx 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> достигает 1 кэВ. В соответствии с соотношением  $z \approx (2/3)(AT_e)^{1/3}$ , взятым из [22], эта температура достаточна для полной ионизации атома Al, а для Sn и Au она обеспечивает эффективную степень ионизации  $z \approx 25 - 35$ . В нашем эксперименте (рис.3) коэффициент поглощения для Sn и Au в 1.5–2 раза выше, чем для Al, что удовлетворительно согласуется со степенями ионизации Sn и Au.

## Заключение

Таким образом, проведено экспериментальное исследование составляющих энергобаланса при взаимодействии пикосекундного лазерного импульса с твердотельной мишенью из материалов с разным атомным номером при интенсивности на поверхности мишени  $I \approx 10^{16} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. При  $I \leq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> обнаружено, что в зеркальной компоненте отраженного от мишени лазерного излучения, содержится около 30% энергии излучения, попавшего на мишень. Показано, что для мишеней из тяжелых элементов (Sn, Au) коэффициент поглощения при  $I \approx 10^{18} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> в 1.5–2 раза выше, чем для мишени из Al.

Авторы благодарят А.А.Андреева за полезные обсуждения, а также Международный научно-технический центр за финансовую поддержку работ по данной проблематике.

1. Rozmus W., Tikhonchuk V.T. *Phys.Rev.A*, **42**, 7401 (1990).
2. Pert G. *Phys.Rev.E*, **51**, 4778 (1995).
3. Forslund D.W., Kindel J.M., Lee K. et al. *Phys.Rev.A*, **11**, 670 (1975).
4. Brunel F. *Phys.Rev.Letts*, **59**, 52 (1987).
5. Андреев А.А. и др. *ЖЭТФ*, **101**, 1808 (1992).
6. Krueer W.L., Estabrook K. *Phys.Fluids*, **28**, 430 (1985).
7. Andreev A.A., Platonov K.Yu. *Techn.Digest Joint Symp. XV ICONO and Laser Optics* (St.-Petersburg, Russia, 1995, p.14).
8. Wilks S.C. et al. *Phys.Rev.Letts*, **69**, 1383 (1992).
9. Estabrook K. et al. *Phys.Rev.Letts*, **50**, 2082 (1983).
10. Meyerhofer D.D. et al. *Phys.Fluids B*, **5**, 2584 (1993).
11. Bastiani S. et al. *Phys.Rev.E*, **56**, 7179 (1997).
12. Андреев А.А. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 907 (1997).
13. Komarov V.M. et al. *AIP Conf. Proc. «Laser Interaction and Related Plasma Phenomena». XIII Intern.Conf.* (Monterey, USA, 1997, v.406) (Woodbury, N.Y., 1997, p.443).

14. Tabak M. et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1626 (1994).
15. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **24**, 99 (1997).
16. Бородин В.Г. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 115 (1998).
17. Borodin V.G. et al. *AIP Conf. Proc. «Laser Interaction and Related Plasma Phenomena». XIII Intern. Conf.* (Monterey, USA, 1997, v.406) (Woodbury, N.Y., 1997, p.389).
18. Ильин В.В. и др. *ПТЭ*, **4**, 113 (1997).
19. Klem D.E. et al. *Proc. SPIE*, **1860**, 98 (1993).
20. Ruhl H. et al. *Phys. Rev. Letts*, **82**, 743 (1999).
21. Андреев А.А. и др. *Изв.АН. Сер. физич.*, **63**, 1239 (1999).
22. Murname M. et al. *Science*, **251**, 531 (1991).

V.G.Borodin, V.V.Il'in, V.M.Komarov, V.A.Malinov, V.M.Migel', N.V. Nikitin, A.V.Charukhchev, V.N.Chernov. Analysis of energy balance components for a plane target irradiated with a picosecond laser pulse.

Scattering and absorption of high-power picosecond laser pulses in a solid target are experimentally investigated with the use of the 'Progress-P' Nd:glass laser facility ( $\lambda = 1053$  nm,  $\tau = 1.4$  ps) for radiation intensities on the target surface  $I = 10^{16} - 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>. It is demonstrated that, with  $I \leq 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>, more than 30 % of the intensity of scattered light is contained in the mirror-reflected component. The absorption coefficient of laser radiation with intensities ranging from  $10^{18} - 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> is shown to increase for targets made of materials with higher atomic numbers.