

# Влияние размеров мишени на импульс отдачи при лазерном воздействии на поглощающие материалы

А.Н.Чумаков, А.М.Петренко, Н.А.Босак

*Исследована зависимость импульса отдачи от радиуса мишени при воздействии на нее излучения моноимпульсного YAG : Nd<sup>3+</sup>-лазера ( $\lambda = 1.064$  мкм,  $\tau = 20$  нс,  $E \leq 300$  мДж) в воздухе. Установлено его трехкратное уменьшение при увеличении относительного радиуса мишени  $r$  от 0.3 до 5 с возможным выходом на плато при  $r > 3$ . Выполнен расчет импульса отдачи на основе уравнений Эйлера и Навье–Стокса, который привел при  $r > 1$  к заниженным результатам, уменьшающимся до отрицательных значений. Обсуждаются причины качественного различия экспериментальных и расчетных данных.*

**Ключевые слова:** взаимодействие излучения с веществом, лазерный пробой воздуха, импульс отдачи, баллистический маятник.

## 1. Введение

Облучаемая интенсивным лазерным излучением (ЛИ) мишень испытывает реактивный импульс отдачи разлетающихся паров, который можно использовать для создания реактивной тяги [1]. Импульс отдачи  $I$  приблизительно пропорционален энергии лазерного импульса  $E$ , что обуславливает удобство использования удельного импульса отдачи  $I/E$  для характеристики эффективности преобразования энергии ЛИ в механическую. Удельный импульс отдачи максимален при некотором оптимальном значении плотности мощности ЛИ, составляющем около 0.5 ГВт/см<sup>2</sup> для металлов, облучаемых в вакууме [2, 3]. При испарительном механизме тяги удельный импульс отдачи  $I/E \approx 10$  дин·с·Дж<sup>-1</sup> и определяется преимущественно оптическими и термодинамическими свойствами материала мишени [4–6].

С обнаружением низкопорогового оптического пробоя воздуха вблизи мишени излучением СО<sub>2</sub>-лазера был выявлен более эффективный взрывной механизм передачи импульса давления мишени [7–9], при котором удельный импульс отдачи может в пять раз превышать удельный испарительный импульс, достигая  $\sim 50$  дин·с·Дж<sup>-1</sup>. Это дает возможность создания лазерного реактивного двигателя с воздухом в качестве рабочей среды [10–13]. Исследования выявили зависимость импульса отдачи от формы и размеров мишени [6, 9, 13–16]. Показано, что импульс отдачи растет с увеличением размеров мишени, а достигнув максимума, медленно убывает [13–16]. Передача импульса от приповерхностной плазмы к мишени вполне удовлетворительно описывается сферической взрывной волной [17]. Для анализа полученных данных удобно выразить радиус мишени в относительных едини-

цах, воспользовавшись нормировкой его на динамическую длину  $r_0 = (E/p_0)^{1/3}$ , где  $p_0$  – нормальное атмосферное давление. Выполненные до сих пор экспериментальные измерения импульса отдачи проводились при относительных радиусах мишени  $r \leq 1$ , причем максимальный импульс достигался при  $r \approx 0.3$  [16]. При таких радиусах мишени результаты измерений удовлетворительно согласуются с численными расчетами [18].

Обнаружить экспериментальные данные по импульсам отдачи для мишеней с радиусами  $r > 1$  нам не удалось. В то же время численные расчеты по одномерным методикам [18, 19] выполнены в гораздо более широкой области радиусов мишени и указывают на изменение знака импульса отдачи при увеличении радиуса свыше двух динамических единиц. Расчеты импульса отдачи в двумерной постановке [20], проведенные методом крупных частиц для условий приповерхностного оптического пробоя воздуха, также привели к отрицательным значениям импульса отдачи с ростом радиуса мишени. В связи с этим большой интерес представляют экспериментальное определение импульсов отдачи при больших размерах лазерных мишеней ( $r > 2$ ) и сопоставление таких данных с расчетом.

## 2. Экспериментальная установка и методы исследований

В настоящей работе использовался лазер на алюмоитриевом гранате с неодимом в моноимпульсном режиме с длиной волны  $\lambda = 1.064$  мкм, длительностью импульса  $\tau = 20$  нс и энергией в импульсе  $E \leq 300$  мДж [21]. ЛИ фокусировалось на мишень плосковыпуклой сферической линзой с фокусным расстоянием  $\sim 60$  мм в пятно диаметром 200 мкм. Эксперименты проводились при атмосферном давлении воздуха. В качестве мишеней применялись диски из латунной фольги. Количественные измерения выполнялись при энергии лазерных импульсов  $\sim 92$  мДж. Плотность энергии ЛИ на мишени составляла при этом  $\sim 300$  Дж/см<sup>2</sup>. В этих условиях вблизи мишени инициировался приповерхностный пробой воздуха, обес-

А.Н.Чумаков, А.М.Петренко, Н.А.Босак. Институт молекулярной и атомной физики НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 70; факс: 284-00-30; http://imaph.bas-net.by

Поступила в редакцию 19 декабря 2003 г., после доработки – 6 августа 2004 г.

печивающий почти полное поглощение ЛИ в образовавшейся плазме.

Импульс отдачи измерялся методом маятника. Латунная мишень диаметром  $\sim 2$  мм и массой  $\sim 40$  мг приклеивалась в центре пластикового диска, крепившегося на свободном подвесе длиной  $l = 170$  мм и служившего маятником. Пластиковые диски выполняли роль приемной площадки мишени и изготавливались из тонкой и легкой, но достаточно жесткой полимерной пленки. Радиусы дисков составляли от 0.2 до 5 см. Их масса  $m$  определялась взвешиванием на аналитических весах АДВ-200-М с погрешностью до 0.1 мг и составляла от 40.7 до 536.0 мг соответственно. Горизонтальное отклонение  $x$  маятника от положения равновесия находилось визуально с помощью измерительного микроскопа. Импульс отдачи  $I$  определялся по горизонтальному отклонению маятника из соотношения

$$I = mx \left( \frac{g}{l} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения. Для каждого выбранного радиуса мишени проводилась серия измерений, по которой определялось среднее значение  $I$ . Соотношение (1) не учитывает торможение мишени в воздухе. Однако оно дает достаточно точные значения  $I$ , поскольку в условиях эксперимента скорости движения мишени были небольшими.

Газодинамические процессы при оптическом пробое численно моделировались путем решения задач о распаде сферического разрыва для уравнений газовой динамики Эйлера и уравнений Навье – Стокса сжимаемого газа, вязкость которого принималась равной вязкости воздуха. Обе задачи (для идеального и вязкого газов) рассматривались в сферически симметричной постановке в лагранжевых физических координатах. Отличие нашей методики от других состоит в том, что в качестве основы счетного алгоритма использовались полностью консервативные разностные схемы. Расчеты выполнялись с помощью пакета программ [22]. В данной постановке задачи предполагалось, что мишень находится в плоскости симметрии. Импульс отдачи определялся из соотношения [23]

$$I(r) = 2\pi \int_0^r \int_0^\infty (p - p_0) dr dr. \quad (2)$$

При сопоставлении с экспериментом следует принимать во внимание то, что соотношение (2) не учитывает поток, затекающий на тыльную сторону мишени при достижении волной сжатия ее края.

### 3. Результаты и их обсуждение

Экспериментальные значения импульса отдачи приведены на рис.1 Они измерены при радиусах мишени от 0.2 до 5 динамических единиц. Здесь же приведены и экспериментальные данные работы [16], полученные ранее при радиусах мишени  $r < 0.6$ . Зависимость 3 найдена из решений уравнений Эйлера, а зависимость 4 – из решений уравнений Навье – Стокса. При построении этих зависимостей нами использовалась поправка на влияние затекающего потока. Она определена из следующих соображений. Затекающий поток вызывает повышение давле-

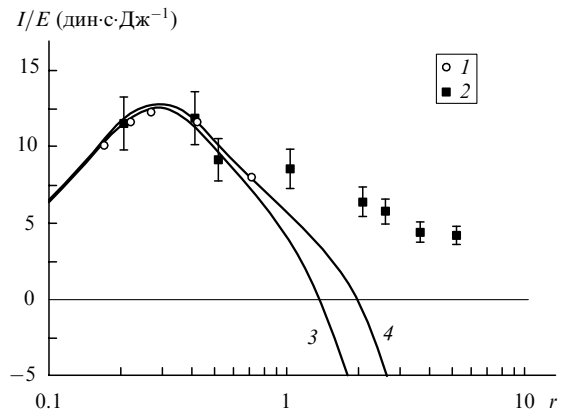


Рис.1. Зависимость удельного импульса отдачи  $I/E$  от радиуса мишени  $r$ , нормированного на динамическую длину: 1 – экспериментальные данные работы [16]; 2 – данные настоящей работы; 3 – расчет по уравнениям Эйлера; 4 – расчет по уравнениям Навье – Стокса.

ния на тыльной стороне мишени и тем самым тормозит ее движение и обеспечивает уменьшение экспериментального импульса отдачи. Поэтому расчеты по одномерным методикам, не учитывающим влияния такого потока, дают завышенные по сравнению с экспериментальными значения импульса отдачи, на что указывалось в [16]. Анализ расчетных и экспериментальных данных при малых радиусах мишени позволяет предположить, что вклад в импульс отдачи взрывного потока, затекающего на тыльную сторону мишени, подобен вкладу потока, обтекающего ее лицевую сторону, с коэффициентом подобия, меньшим единицы, и противоположен ему по знаку. Поскольку в нашем случае максимальный рассчитанный импульс отдачи почти в два раза превышает максимальный измеренный, то коэффициент подобия был принят равным 0.5. Оцененный таким образом вклад затекающего потока вычитался из расчетных значений импульса отдачи.

Построенные таким способом расчетные зависимости хорошо согласуются с экспериментальными во всей области  $r < 0.6$ . Все зависимости достигают экстремума при  $r \approx 0.3$ . Измеренное максимальное значение  $I/E \approx 12.7$  дин·с·Дж $^{-1}$ . Резкий спад экспериментальной зависимости при  $0.3 < r < 0.6$  сменяется ее медленным снижением, завершающимся выходом на положительное плато с  $I/E \approx 4.2$  дин·с·Дж $^{-1}$  при  $r > 3$ . В противоположность этому расчетные зависимости, несмотря на пренебрежение тормозящим действием затекающего за мишень потока, спадают в область отрицательных значений при  $r > 1$ . Учет вязкостной диссипации воздуха несколько приближает расчетную зависимость импульса отдачи от  $r$  (кривая 4) к экспериментальной, но не устраняет качественного различия между ними.

Такое различие экспериментального и расчетного импульсов отдачи при больших размерах мишени должно основываться на различии соответствующих импульсов давления. Действительно, экспериментально выявлены медленно затухающие квазипериодические колебания в импульсе давления, которые отсутствуют в расчетах [24]. Вместе с тем амплитуды давления и время прихода реальной и расчетной ударных волн согласуются вполне удовлетворительно [25].

По нашему мнению, обнаруженные пульсации давления связаны с процессами трансформации ударно-волнового возмущения в акустическое излучение, которые не

учитываются газодинамическим описанием взрыва. Такая трансформация обусловлена акустической дисперсией и имеет пороговый характер. Она начинается, вероятно, вместе с формированием зоны возвратного течения, когда удаление фронта ударной волны от центра  $r > 0.6$ . Трансформация сопровождается перекачкой энергии от ударно-волнового возмущения к акустическому излучению и обуславливает замедление спада экспериментальной зависимости от  $r$  импульса отдачи по сравнению с расчетной. Акустическое излучение не приводит к переносу массы и не может влиять на величину импульса отдачи, поэтому при завершении такой трансформации импульс отдачи выходит на плато.

#### 4. Выводы

Полученные в настоящей работе результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Экспериментальный импульс отдачи положителен для мишеней любых размеров и характеризуется слабой зависимостью от их радиуса, что важно для создания лазерных реактивных двигателей.

2. Качественное различие экспериментального и расчетного импульсов отдачи при больших размерах мишени может быть объяснено неучтенной в расчетах трансформацией ударно-волнового возмущения в звуковой импульс на поздней стадии пробоя.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по договору № Ф03-251.

1. Аскаръян Г.А., Мороз Е.М. *ЖЭТФ*, **43** (6), 2319 (1962).
2. Gregg D.W., Thomas S.J. *J. Appl. Phys.*, **37**, 2787 (1966).
3. Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А. *ЖТФ*, **37**, 1917 (1967).

4. Kantrowitz A.R. *Astronautics and Aeronautics*, **9** (3), 34 (1971).
5. Kantrowitz A.R. *Astronautics and Aeronautics*, **10** (5), 74 (1972).
6. Pirri A.N., Monsler M.J., Nebolsine P.E. *AIAA J.*, **12** (9), 1254 (1974).
7. Pirri A.N., Schlier R., Northam D. *Appl. Phys. Lett.*, **21** (3), 79 (1972).
8. Pirri A.N. *The Physics of Fluids*, **16** (9), 1435 (1973).
9. Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **17** (8), 413 (1973).
10. Pirri A.N., Weiss R.F. *AIAA Paper*, № 72, 719 (1972).
11. Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **23** (5), 273 (1976).
12. Коробейников В.П. *Инж.-физ. ж.*, **25**, 1121 (1973).
13. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. *УФН*, **119** (3), 425 (1976).
14. Агеев В.П., Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Силенок А.С., Чаплиев Н.И. *Квантовая электроника*, **4** (2), 310 (1977).
15. Агеев В.П., Бурдин С.Г., Гончаров И.Н., Конов В.И., Минаев И.Н., Чаплиев Н.И. *Взаимодействие мощного лазерного излучения с твердыми телами в газах* (Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1983, т. 31).
16. Козлова Н.Н., Петрухин А.И., Плешанов Ю.Е., Рыбаков В.А., Суляев В.А. *Физика горения и взрыва*, **11** (4), 650 (1975).
17. Kuriki K., Kitoga Y. *Appl. Phys. Lett.*, **30** (9), 443 (1977).
18. Охочимский Д.Е., Кондрашева И.Л., Власова З.П., Казакова Р.К. *Труды Математического ин-та АН СССР*, **50**, 3 (1957).
19. Броуд Г. *Расчеты взрывов на ЭВМ. Сер. Механика. Новое в зарубежной науке* (М.: Мир, 1976).
20. Станкевич Ю.А. *Автореф. канд. дис.* (Минск, Ин-т физики АН БССР, 1982).
21. Ефремов В.В., Тылец Н.А., Чумаков А.Н., Шиенок Ю.Ф. *ПТЭ*, № 4, 179 (1992).
22. Петренко А.М. *Алгоритмы и программы. Инф. бюл.*, № 11, 4 (1988).
23. Ковалева И.Н., Немчинов И.В. *Физика горения и взрыва*, **12** (1), 113 (1976).
24. Чумаков А.Н., Петренко А.М., Босак А.Н. *Инж.-физ. ж.*, **76** (4), 89 (2003).
25. Чумаков А.Н., Петренко А.М., Босак А.Н. *Инж.-физ. ж.*, **75** (3), 161 (2002).