

**ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ,
СОЗДАВАЕМОЙ В ВОЗДУХЕ ВБЛИЗИ МИШЕНИ
ИЗЛУЧЕНИЕМ CO₂-ЛАЗЕРА**

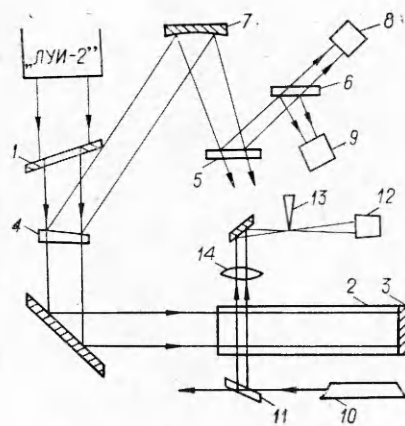
*Г. Г. Долгов-Савельев, В. А. Жук, А. М. Оришнич,
А. Г. Пономаренко, В. Г. Посух, В. Н. Снытников*
(Новосибирск)

Несмотря на большое количество работ, посвященных различным аспектам взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом (см., например, [1--7]), практически не изучены процессы поглощения и преобразования энергии в плазменном факеле.

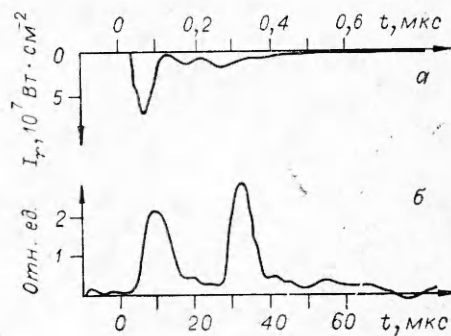
В данной работе исследован метод определения энергии, поглощаемой лазерной плазмой, основанный на измерении параметров ударной волны (УВ), возникающей в холодном газе, окружающем мишень. Получены энергетические характеристики плазмы сечением $S \approx 90 \text{ см}^2$ вблизи порога ее образования в зависимости от материала мишени и интенсивности лазерного излучения.

Экспериментально показано, что при длительности импульса $\tau \leq 10^{-6}$ с и характерном размере факела $h \leq 1$ см движение УВ на расстояниях $z \geq 1$ см описывается теорией точечного взрыва. Это позволило по измерениям одного параметра УВ, например числа Маха M , определить полную энергию газа в ударной волне Q_1 [8, 9]. В предположении, что формирование УВ, а следовательно, и величина Q_1 обусловлены работой, совершаемой плазменным поршнем в процессе его адиабатического расширения, оценена энергия плазменного слоя вблизи мишени.

Типичная схема эксперимента приведена на фиг. 1. В качестве источника энергии использовалась мощная усилительная система на CO₂ — «ЛУИ-2» [10], из потока излучения которой с помощью диафрагмы 1 формировался пучок излучения квадратного сечения площадью $S = 90 \text{ см}^2$. Неоднородность распределения интенсивности в пучке не превышала 20%. Для моделирования одномерного течения газа на расстояниях от мишени $z \geq 10$ см была использована специальная камера 2, выполненная из полированного оргстекла в виде трубы сечением $S_1 = 10 \times 10 \text{ см}^2$ и длиной 50 см. На одном конце камеры устанавливалась мишень 3, а через другой вводилось лазерное излучение. Клиновидная пластина из NaCl 4 служила для отвода части излучения, которое затем ослаблялось при отражении от пластин 5, 6 из КРС-5, КРС-6 и фокусировалось в датчики 8, 9 сферическим металлическим зеркалом 7. Регистрация энергии и формы импульса излучения осуществлялась калориметром 8 типа ТПИ-2-5 и германиевым детектором 9 [11]. Ошибка в измерении энергии не превышала 20%. Сигнал с детектора фиксировался на осциллографе С8-12 с временным разрешением ~ 7 нс. Типичный импульс излучения, представленный на фиг. 2, а, характеризуется начальным пиком, в котором с мощностью $I_r \geq 0,5 I_{r\text{max}}$ в течение $\Delta t \approx 50$ нс выделяется 30% энергии, и пологим спадом длительностью $\tau \approx 0,8$ мкс по уровню $0,1 I_{r\text{max}}$. Средняя мощность находилась из выражения $I_r \sim Q_r/\tau$, где Q_r — энергия импульса излучения, отнесенная к единице площади. Для определения закона движения и скорости фронта ударной волны применялась сдвоенная шлирен-схема Теплера [12, 13]. В качестве источника излучения использовался лазер ЛГ-75 с $\lambda = 0,63$ мкм (10 на фиг. 1), на выходе которого устанавливалась диафрагма для выделения одной поперечной моды. Лазерный пу-



Фиг. 1



Фиг. 2.

чок шлирен-схемы на входе в камеру с помощью плоскопараллельной пластины 11 разделялся на два луча, расстояние между которыми составляло $\Delta z = 11,5 \pm 0,25$ мм. Изменение интенсивности в обоих лучах регистрировалось одним датчиком 12 (ФЭУ-83), и, следовательно, на осциллограмме наблюдалось два импульса (фиг. 2, б), задержка между которыми на полувысоте равна времени прохождения УВ расстояния Δz . Изображение исследуемой области фокусировалось на «нож» 13 и проектировалось на фотокатод ФЭУ объективом 14.

Основные эксперименты проводились в воздухе на мишенях с малым значением коэффициента отражения R излучения $\lambda = 10,6$ мкм, изготовленных из графита ($R \approx 0,2$ [5]) и анодированного алюминия ($R \approx 0,04$ [14]). Неокрашенный оксидный слой толщиной 10–20 мкм был получен электролитическим методом. Отметим, что для достижения повторяемости параметров взаимодействия графитовая мишень предварительно тренировалась серией лазерных импульсов. Мишень из анодированного алюминия после каждого импульса заменялась новой, так как воздействие излучения приводило к частичному разрушению поглощающего слоя. В отдельных экспериментах с применением мишени без оксидного слоя с высоким коэффициентом отражения принимались специальные меры по подавлению самовозбуждения усилителя.

Сравнение законов движения УВ в центре камеры и в пристеночной области показало, что на малых расстояниях $z \leq 4$ см прогиб фронта ударной волны составлял 1,2 см и уменьшался с ростом z . Учитывая, что величина прогиба значительно меньше поперечного размера камеры, анализ течения вплоть до расстояния $z \approx 50$ см от мишени можно провести сравнением с теорией плоского взрыва [8, 9].

На фиг. 3 представлены типичные экспериментальные значения числа Маха ударной волны в зависимости от расстояния до мишени из анодированного алюминия (точки 1, 3) и графита (точки 2, 4) при потоке энергии излучения 10 Дж/см² (точки 1, 2) и 4,5 Дж/см² (точки 3, 4). Вертикальные линии, соответствующие данным 1–3, показывают величину ошибки измерения M , а данным 4 — экспериментальный разброс, который превышал неточность в определении M и был обусловлен нестабильностью условий формирования УВ. Сплошной линией изображены результаты расчетов зависимости $M = f(z)$ для энергии ударной волны $Q_1 \approx 2$ и 0,62 Дж/см² (кривые 5, 6 соответственно) [8]. Эксперименты на графитовой мишени показали, что режим формирования возмущения в газе изменяется при увеличении потока энергии Q_r выше порогового значения $Q_{пор} \approx 4,5$ Дж/см². При $Q_r < Q_{пор}$ наблюдается значительный разброс значений M . В диапазоне потоков энергии $Q_r \approx 2,4$ –4 Дж/см² формировались слабые возмущения ($M \approx 1,1$ –1,2), скорость которых не зависела от Q_r и медленно изменялась с расстоянием. При $Q_r > Q_{пор}$ для графито-

вой мишени и во всем исследованном диапазоне энергий излучения $Q_r \sim 2,4-12$ Дж/см² для мишени из анодированного алюминия в пределах ошибки измерений движение ударной волны описывалось зависимостью $M = f(z)$, определяемой из теории точечного взрыва (ТТВ) при выборе соответствующей энергии УВ Q_1 .

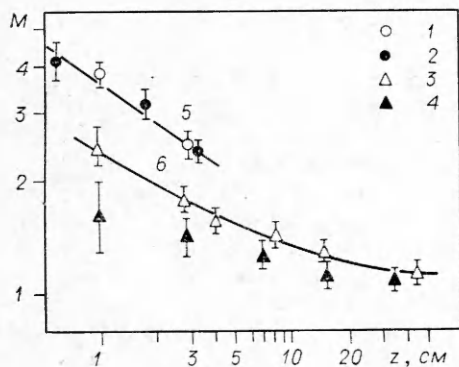
На фиг. 4 показана эффективность $\kappa_1 = Q_1/Q_r$ преобразования энергии излучения, падающего на мишень, в энергию ударной волны Q_1 в зависимости от Q_r для мишеней из анодированного алюминия (точки 1) и графита (точки 2). Величина Q_1 находилась из сравнения экспериментальных и рассчитанных по ТТВ зависимостей $M = f(z)$. При этом использовались уточненные значения энергетического параметра α . Величина α рассчитывалась по аналитическим формулам, приведенным в [9] для значений γ воздуха [15], которые определялись по состоянию газа за фронтом УВ и обусловлены значением M . Учитывалось также, что точечный взрыв происходил на поверхности раздела твердое тело — газ. При $Q_r < Q_{\text{поп}}$ оценивалась максимальная величина Q_1 с использованием теории ТТВ на больших расстояниях от графитовой мишени ($z \geq 10-20$ см).

В условиях нашего эксперимента, т. е. при средних потоках энергии $I_r \leq 10^7$ Вт/см², распространение плазмы, по-видимому, обусловлено формированием дозвуковой радиационной волны (ДРВ) [2]. Ударная волна создается в результате выталкивания холодного газа горячей плазмой [16], и, следовательно, энергия УВ определяется работой плазменного слоя в процессе его расширения. Воздух за фронтом УВ нагрет до сравнительно низких температур и прозрачен для падающего излучения $\lambda = 10,6$ мкм. Учитывая конечные размеры плазменного слоя, оценку эффективности передачи поглощенной энергии излучения ударной волне проведем аналогично расчетам преобразования энергии при расширении в воздухе продуктов детонации с определенным начальным объемом [17, 18]. Предполагая, что в факеле в течение импульса лазера давление постоянно [16], получим, что поглощаемая энергия определяет увеличение энтальпии H плазмы [1], т. е. $H = \kappa_2 Q_r$, где κ_2 — полный коэффициент поглощения излучения плазменным слоем. Отметим, что кинетическую энергию направленного движения плазмы можно не учитывать, так как при температуре газа в слое $\sim 1,5$ эВ [2, 6] она не превышает 10% ее полной энергии. Работа, совершаемая плазменным слоем за время τ , составляет величину

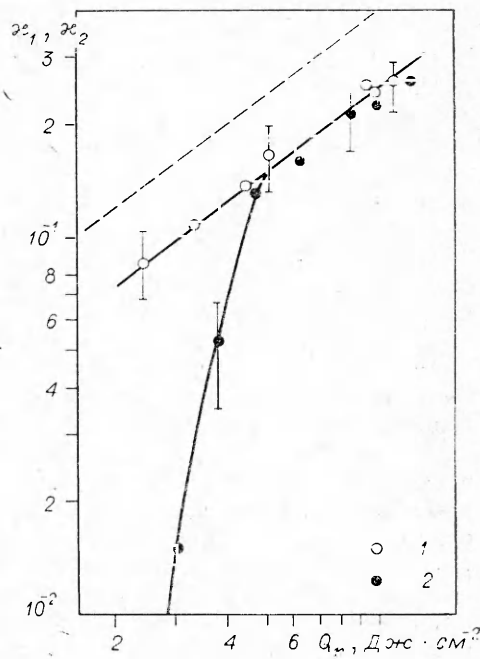
$$(1) \quad A_1 \approx H(\gamma - 1)/\gamma,$$

где γ — эффективный показатель адиабаты горячего газа.

После окончания импульса излучения лазера в процессе ади-



Фиг. 3



Фиг. 4

абатического расширения плазмы ударной волне передается энергия

$$(2) \quad A_2 \approx H[1 - (p_0/p)^{(\gamma-1)/\gamma}]/\gamma,$$

где p/p_0 — отношение давления в плазме к давлению невозмущенного газа, $p_0 \approx 10^5$ Па.

Из выражений (1), (2), учитывая, что $Q_1 \approx A_1 + A_2$, можно получить соотношение для оценки величины κ_2 :

$$(3) \quad \kappa_2 \approx \kappa_1 \gamma / [\gamma - (p_0/p)^{(\gamma-1)/\gamma}].$$

При температуре лазерной плазмы в воздухе ≥ 1 эВ показатель адиабаты близок к единице ($\gamma \approx 1,2-1,3$) и зависимость значения κ_2 , определяемого из (3), от отношения p_0/p слабая. Это позволяет использовать для оценки κ_2 соотношение

$$(4) \quad \kappa_2 \approx k\kappa_1,$$

где коэффициент $k \approx 1,6$ можно считать постоянным с точностью $\approx 10\%$ при изменении p/p_0 в диапазоне $p/p_0 \approx 30-50$, типичном для лазерной плазмы в воздухе при $I_r \leq 10^7$ Вт/см² [6].

При больших интенсивностях излучения ($I_r > 10^7$ Вт/см²), для которых изменение плотности газа в факеле в течение импульса может быть мало, поглощаемая энергия затрачивается на увеличение не энтальпии, а внутренней энергии плазменного слоя. Однако и в этом случае для оценки κ_2 может быть использовано соотношение (4) с близким значением коэффициента $k \approx 1,8$ для диапазона $p/p_0 \approx 30-100$.

Таким образом, измеряя параметры УВ и основываясь на ТТВ, можно определить энергию ударной волны, а используя соотношение (4), оценить энергию, поглощаемую лазерной плазмой. Зависимость коэффициента поглощения плазмы κ_2 от Q_r , рассчитанная при $k \approx 1,6$, представлена на фиг. 4 штриховой линией.

Как показали измерения интенсивности свечения плазмы в спектральном диапазоне $\lambda = 0,48-0,62$ мкм, а также данные работы [5], в которой применялся близкий по форме лазерный импульс, порог образования факела на графитовой мишени составляет 4—5 Дж/см². Причем плазма формировалась всегда в течение первого пика, т. е. при большой мгновенной мощности излучения ($I_r \geq 3 \cdot 10^7$ Вт/см²) [5]. Из измерений газодинамических параметров следует, что при достижении именно этой энергии происходит формирование интенсивной ударной волны, распространяющейся в соответствии с теорией точечного взрыва, а также резко увеличивается энергия, поглощаемая плазменным факелом. Таким образом, характерный изгиб в зависимости κ_1 от Q_r , наблюдающийся, в частности, для графитовой мишени при $Q_r \approx 4,5$ Дж/см², можно использовать как индикатор наличия интенсивного поглощения энергии в плазме вблизи мишени.

Энергия ударной волны Q_1 , полученная на графитовой мишени при $Q_r > Q_{\text{пор}}$, совпадает в пределах ошибки измерений со значениями Q_1 , наблюдаемыми на мишени из анодированного алюминия. Это обусловлено, по-видимому, особенностью выбранных материалов хорошо поглощать излучение лазера, прошедшее через плазменный слой. Действительно, на мишени с высоким коэффициентом отражения, выполненной из Al без нанесения поглощающего покрытия, наблюдалось увеличение приблизительно в 2 раза энергии Q_1 . Эффективность поглощения достигала величины $\kappa_2 \approx 0,9$ при $Q_r \approx 8,8$ Дж/см ($I_r \approx 1,1 \cdot 10^7$ Вт/см²). Это определяется, по-видимому, дополнительным нагревом плазмы на стадии ее развития отраженным от поверхности мишени излучением.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при возникновении лазерной плазмы в окружающем газе формируется ударная волна, описываемая теорией точечного взрыва. Условия формирования УВ и закон ее распространения позволяют определить энергетический порог образования плазмы и оценить величину энергии излучения, поглощенную в плазменном факеле. Показано, что эффективность поглощения κ_2 выше

при использовании мишени из материала с большим коэффициентом отражения.

Экспериментально показано, что при условии превышения порога образования плазмы на поверхности мишени, хорошо поглощающей излучение $\lambda = 10,6$ мкм, увеличение интенсивности лазерного импульса длительностью $\tau \approx 0,8$ мкс в диапазоне $I_r \approx 3 \cdot 10^6 - 1,5 \cdot 10^7$ Вт/см² приводит к росту κ_1 от 0,08 до 0,28 соответственно.

Поступила 30 IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
2. Козик Е. А., Лосева Т. В. и др. Дозвуковые радиационные волны, распространяющиеся от преграды навстречу излучению CO₂-лазера. — Квант. элект., 1978, т. 5, № 10.
3. Бойко В. А., Данилычев В. А. и др. Исследование газодинамических процессов и импульса отдачи при оптическом пробое воздуха вблизи поверхности мишени под действием излучения электроионизационного CO₂-лазера. — Квант. элект., 1976, т. 3, № 9.
4. Агеев В. П., Барчуков А. И. и др. Исследование механического действия импульсного излучения CO₂-лазера на твердые мишени в газовой среде. — Квант. элект., 1977, т. 4, № 2.
5. Данилычев В. А., Зворыкин В. Д. и др. Исследование динамики образования плазмы вблизи мишени под действием микросекундных импульсов CO₂-лазера. — Квант. элект., 1980, т. 7, № 12.
6. Бакеев А. А., Николашина Л. И., Прокопенко Н. В. Распространение лазерных волн поглощения под действием излучения с длиной волны 10,6 мкм. — Квант. элект., 1980, т. 7, № 6.
7. Углов А. А., Галиев А. Л. Особенности развития лазерной плазмы вблизи твердой мишени в газах при повышенном давлении. — Квант. элект., 1980, т. 7, № 12.
8. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шароватова К. В. Газодинамические функции точечного взрыва. — Труды ВЦ АН СССР, 1969.
9. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах. — Труды МИ АН СССР, 1973, № 119.
10. Мелехов А. В., Оришич А. М. и др. Мощный CO₂-усилитель для генерации плазменных облаков. — В кн.: Взаимодействие лазерного излучения с веществом/Под ред. А. Г. Пономаренко. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
11. Максимов В. В., Оришич А. М., Пахомов Л. М. Экспериментальные исследования характеристик приемников излучения на основе эффекта фотонного увлечения. Препринт ИТПМ СО АН СССР, № 2, 1979.
12. Душин Л. А., Павличенко С. С. Исследования плазмы с помощью лазеров. М.: Атомиздат, 1968.
13. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах. М.: Физматгиз, 1963.
14. Jacob J. H., Pugh E. R. et al. An absolute method of measuring energy output from CO₂ lasers. — Rev. Sci. Instrum., 1973, vol. 44, N 4.
15. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В. и др. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 200 до 6000 К и давлений от 0,00001 до 100 атм). М.: ВЦ АН СССР, 1962.
16. Бергельсон В. И., Лосева Т. В., Немчинов И. В. Численный расчет задачи о распространении по газу навстречу потоку светового излучения плоской дозвуковой радиационной волны. — ПМТФ, 1974, № 4.
17. Станюкович К. П. Неустановившееся движение сплошной среды. М.: Наука, 1971.
18. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.