

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СО₂-ЛАЗЕРА С МИШЕНЬЮ В ВОЗДУХЕ

А. М. Оришнич, А. Г. Пономаренко, В. Г. Посух
(Новосибирск)

В большинстве экспериментов по воздействию излучения длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм на твердые тела в воздухе применялись лазеры, специфическая особенность формы импульса которых — мощный лидирующий пик длительностью 0,1 мкс и последующий менее интенсивный, но более длительный ($\sim 1,0$ мкс) квазистационарный режим излучения [1, 2].

В данной работе впервые детально исследовано влияние формы и длительности импульса $\tau_r \approx 10^{-7} - 10^{-6}$ с на интенсивность газодинамических возмущений и величину импульса отдачи мишени.

Основные энергетические параметры плазменного слоя и ударной волны (УВ) определялись методом [3], основанным на измерении характеристик УВ, возникающей в холодном газе вокруг мишени.

В качестве источника излучения использовалась мощная усилительная система на СО₂ «ЛУИ-2» с энергией ~ 1 кДж [4]. Часть его излучения последовательным отражением от двух граней клиновидной пластины из NaCl диаметром 250 мм, являющейся выходным окном усилителя, направлялась сферическим металлическим зеркалом и делительной пластиной из КРС-5 в датчики для регистрации энергии и формы импульса калориметром ТПИ-2-5 и германиевым детектором [5] с временным разрешением ~ 1 нс.

Типичные осциллограммы импульсов излучения, соответствующие различным режимам работы усилителя, представлены на рис. 1. Импульс 1 близок к типичному для СО₂-лазеров. Импульсы 2 и 3 имели одинаковую колоколообразную форму с длительностью, отличающейся в ~ 10 раз.

Эксперименты проводились в воздухе при давлении 10^5 Па. Основной пучок сжимался длиннофокусной ($F = 250$ см) линзой до сечения $S_r \approx 6 \times 7,5$ см на поверхности мишени, в качестве которой использовалась графитовая пластина размерами $0,5 \times 14 \times 18$ см. В контрольных экспериментах значение S_r изменялось в диапазоне 4—46 см². Уменьшение сечения осуществлялось диафрагмированием пучка при фиксированной плотности энергии $q_r \approx 15$ Дж/см² и постоянных размерах мишени. Для из-

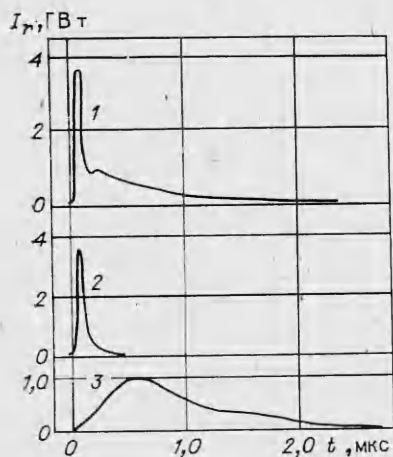


Рис. 1

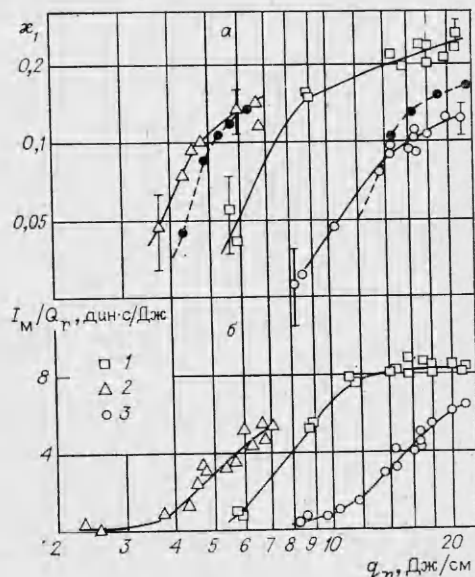
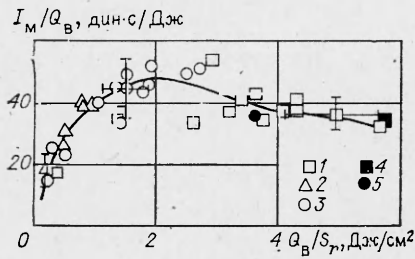


Рис. 2



Р и с. 3

мерения механического импульса I_M , сообщаемого мишени, применялся баллистический маятник, угол отклонения которого фиксировался видеомагнитофоном. Ошибка в измерении I_M не превышала $\sim 10\%$. Для определения энергии УВ Q_B проводилось измерение скорости ее фронта на расстояниях 68 и 80,5 мм от мишени. Для этого применялась сдвоенная шлирен-схема Теплера с фотоэлектрической регистрацией [3].

В [2] и нашими контрольными экспериментами показано, что УВ со-

храняет плоскую форму вплоть до расстояния $R \leq 1,5d$ (d — характерный поперечный размер плазменного слоя). Это обстоятельство позволило аналогично [3] определять Q_B по измеренному числу Маха на основе данных численных расчетов точечного взрыва, выполненных с учетом притока давления и протабулированных в [6]. При $S_r = 4 \text{ см}^2$ на $R = 7-8 \text{ см}$ от мишени распространение УВ соответствовало теории сферического точечного взрыва, а при $S_r \geq 20 \text{ см}^2$ — теории плоского взрыва.

На рис. 2 представлены экспериментально измеренные I_M/Q_r и эффективность κ_1 преобразования энергии лазерного излучения Q_r в Q_B ($\kappa_1 = Q_B/Q_r$) в зависимости от q_r . Данные 1—3 соответствуют трем режимам работы усилителя (см. рис. 1). При расчете Q_B для регистрируемых в условиях нашего эксперимента $M \leq 5$ применялось значение $\gamma = 1,4$.

Полученные результаты показывают сильное влияние τ_r на интенсивность газодинамических возмущений и I_M . Так, уменьшение τ_r в 10 раз (режимы 2 и 3, рис. 1) привело к снижению энергетического порога создания УВ в ~ 3 раза.

Анализ данных, аналогичных представленным на рис. 2, полученных при $\tau_r = 0,1-1,0 \text{ мкс}$, различных формах импульса, сечении пучка $S_r = 4-46 \text{ см}^2$ и $q_r = 3-20 \text{ Дж/см}^2$, показал, что величина механического импульса в пределах экспериментального разброса определяется только параметрами УВ. Зависимость I_M/Q_B от энергии УВ, отнесенной к поперечному сечению плазменного поршня S_r , приведена на рис. 3. Точки 1—3 получены при $S_r = 46 \text{ см}^2$; 4 и 5 — $S_r = 4 \text{ см}^2$; 1 и 4 — режим 1; 2 — режим 2; 3 и 5 — режим 3 (см. рис. 1). Экспериментальные результаты, представленные на рис. 3, показывают, что удельный механический импульс функционально связан с энергетическими характеристиками УВ соотношением $I_M/Q_B = f(Q_B/S_r)$ и не зависит от способа создания газодинамического возмущения.

Можно выделить две стадии формирования отдачи мишени при воздействии на нее лазерного импульса. На первой за время $\sim \tau_r$ энергия излучения, частично поглощаясь, формирует плазменный слой, а на второй в процессе распространения УВ за характерное время ее релаксации τ_p происходит передача импульса твердому телу. Величина I_M зависит как от коэффициента поглощения k_1 излучения в плазме, так и от эффективности k_2 преобразования энергии плазменного слоя в энергию УВ.

Энергия излучения, передаваемая УВ, может быть оценена из выражения

$$Q_B \simeq k_1 k_2 \int_{t_1}^{\infty} \int_{S_r} I_r / S_r \cdot dt ds_r$$

где t_1 — момент времени образования лазерной плазмы у поверхности непрозрачной преграды, определяемый [7] из условия

$$t_1^{-1/2} \int_0^{t_1} I_r / S_r \cdot dt \simeq 10 \text{ Дж/см}^2 \cdot \text{мкс}^{1/2}$$

при $k_1 \approx 0,5$ [2], $k_2 \approx 0,56$ [3]. Значение k_2 , как показано в [3], практически не зависит от условий создания плазмы.

Расчитанные значения $\kappa_1 = Q_B/Q_T$ для двух близких по форме и отличающихся в ~ 10 раз по длительности (режимы 2 и 3, рис. 1) импульсов излучения представлены на рис. 2, а штриховыми линиями. Соответствие между экспериментальными и расчетными данными можно считать хорошим, учитывая приближенный характер оценки. Таким образом, проведенный анализ показал, что в диапазоне энергий $q_T \approx 3-20$ Дж/см² увеличение длительности импульса в диапазоне 0,1—1,0 мкс обуславливает снижение энергии УВ за счет роста доли энергии излучения, поглощаемой мишенью до момента возникновения плазмы. Отметим, что при $\tau_T \approx 10^{-6}$ с наличие лидирующего пика, ускоряющего формирование плазмы, приводит к увеличению κ_1 .

В [8] дано, что максимальное значение импульса отдачи бесконечной плоскости $(I_M/Q_B)_{\max} \approx 70-90$ дин·с/Дж достигается к моменту времени $t \approx 0,5\tau_p$, где $\tau_p = (2Q_B/p)^{1/3}\gamma^{1/2}/c$ — время релаксации сферической УВ, распространяющейся в полупространство. Близкие значения $(I_M/Q_B)_{\max} \approx 128$ дин·с/Дж для сферического и $(I_M/Q_B)_{\max} \approx 136$ дин·с/Дж для плоского случая получены нами методом численного интегрирования протабулированных в [6] зависимостей $p(r, t)$. При больших поперечных размерах мишени I_M , достигнув максимума, начинает уменьшаться. Это обусловлено влиянием отрицательной фазы давления. Конечная величина $I_{M\infty}$, как показывают расчеты [8], меньше $I_{M\max}$ в 5—10 раз. Ослабление влияния отрицательной фазы может быть достигнуто выбором оптимального поперечного размера мишени $D \sim R_p$, сравнимого с масштабом релаксации УВ [1, 2]. При этом происходит не учитываемое в [8] схлопывание разреженной зоны при выходе фронта УВ за поверхность тела. Максимальное экспериментальное значение удельного импульса (см. рис. 3) оказалось в ~ 2 раза меньше теоретического значения.

Необходимо отметить, что характерный масштаб R_p релаксации УВ в условиях нашего эксперимента, как показывают простые оценки, определяется сферической формой фронта на больших расстояниях от мишени $R_p = (2Q_B/p)^{1/3}$. Так, для максимальной в условиях нашего эксперимента энергии УВ ($Q_B \approx 300$ Дж) $R_p \approx 18$ см. Основная передача импульса твердому телу в исследованном диапазоне $Q_B \approx 10-300$ Дж должна была происходить при распространении УВ на расстояние $R \approx 0,5R_p \leq 9$ см, т. е. сравнимое с характерным радиусом мишени. Однако УВ распространяется, как при плоском взрыве, вплоть до $R \approx 1,5d \approx 10$ см при $d \approx 7$ см. Значит, можно предположить, что большую часть времени передачи импульса твердому телу релаксация давления у его поверхности определялась одномерным характером распространения фронта УВ. Этим и обусловлена, по-видимому, наблюдаемая в эксперименте (см. рис. 3) зависимость удельного импульса отдачи от параметра Q_B/S_T , характеризующего интенсивность плоской УВ.

На конкретный вид зависимости $I_M/Q_B = f(Q_B/S_T)$ может оказать существенное влияние условие разгона мишени—процесса, не учитываемого ранее при изучении формирования импульсов отдачи под действием лазерной плазмы. Подробно аналогичный процесс исследован при изучении ускорения металлических пластин продуктами детонации (см., например, [10]). Пластина приобретает скорость толчками, и ее установившееся движение достигается после многократного прохождения через нее волн сжатия и разрежения. При уменьшении Q_B время существования высокого давления t вблизи поверхности мишени становится сравнимым с временем распространения волн через мишень, которое с учетом элементов ее крепления составляло $\tau_M \approx 2l_M/c_M \approx 2 \cdot 10^{-5}$ с (l_M, c_M — толщина и скорость звука в мишени). Используя автоматическое решение для плоской УВ, получим выражение для оценки t :

$$t = (p_0/p)^{3/2} \left[\frac{8}{9(\gamma+1)} \right]^{3/2} \frac{2Q_T}{\alpha S_T p_0 c} \gamma^{1/2},$$

где c — скорость звука в нормальных условиях в воздухе при $p_0 \approx 10^5$ Па; $\gamma = 1,4$; $\alpha = 1,077$ [6]. При мощности излучения $I_r \leq 10^7$ Вт/см² начальное давление в лазерной плазме превышает атмосферное в ~ 50 раз [9]. Характерное время уменьшения p в 10 раз до $p/p_0 \approx 5$ при $Q_B/S_r = 0,25 - 1,0$ Дж/см² соответственно равно $t \approx 5 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-5}$ с. Значит, при $Q_B/S_r \leq 1$ Дж/см² выполнялось условие $t \leq \tau_m$. В этом случае значительная часть энергии может сосредоточиваться в волнах деформации, периодически отражающихся от поверхности пластины, а эффективность ускорения мишени как целого уменьшится в ~ 2 раза [10]. По-видимому, данный процесс и обуславливает наблюдаемое в эксперименте (см. рис. 3) уменьшение удельного импульса отдачи при малых плотностях энергии $Q_B/S_r \leq 1$ Дж/см².

Таким образом, в работе впервые изучено влияние длительности излучения $\lambda = 10,6$ мкм ($\tau_r \approx 1,0 - 0,1$ мкс) на величину импульса отдачи мишени. Показано, что снижение энергии УВ с ростом τ_r обусловлено дополнительными затратами энергии излучения на нагрев мишени. Экспериментально установлено, что величина импульса отдачи однозначно определяется параметрами УВ и не зависит от условий ее формирования. Следовательно, зависимость $I_m/Q_B = f(Q_B/S_r)$ (см. рис. 3) определяет предельные значения I_m , которые могут быть практически получены с учетом эффективности преобразования излучения в энергию УВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агеев В. П., Бурдин С. Г. и др. Взаимодействие мощного импульсного лазерного излучения с твердыми телами в газах // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. 1. Радиотехника.— 1983.— Т. 31.
2. Данилычев В. А., Зворыкин В. Д. Экспериментальное исследование радиационно-газодинамических процессов, развивающихся под действием лазерных импульсов $\lambda = 10,6$ мкм на твердое вещество в газовой среде // Тр. ФИАН.— 1983.— Т. 142.
3. Долгов-Савельев Г. Г., Жук В. А. и др. Исследование энергетических характеристик плазмы, создаваемой в воздухе вблизи мишени излучением CO₂-лазера // ПМТФ.— 1983.— № 5.
4. Мелехов А. В., Оришич А. М. и др. Мощный CO₂-усилитель для генерации плазменных облаков // Взаимодействие лазерного излучения с веществом/Под ред. А. Г. Пономаренко.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
5. Максимов В. В., Оришич А. М., Пахомов Л. М. Экспериментальное исследование характеристик приемников излучения на основе эффекта фотонного увеличения.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИТПМ СО АН СССР; № 2).
- [6. Кестенбойм Х. С., Росляков П. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв.— М.: Наука, 1974.
7. Берченко Е. А., Кошкин А. В. и др. Влияние длины волны лазерного излучения на порог плазмообразования при облучении непрозрачных материалов // Квантовая электрон.— 1981.— Т. 8, № 7.
8. Ковалева И. И., Немчинов И. В. Ударные волны при длительном выделении энергии в горячей сфере // ФГВ.— 1976.— Т. 12, № 1.
9. Бакеев А. А., Николашина Л. И., Прокопенко Н. В. Распространение лазерных волн поглощения под действием микросекундных импульсов CO₂-лазера // Квантовая электрон.— 1980.— Т. 7, № 12.
10. Биченков Е. И., Лобанов В. А. Ускорение металлических пластин взрывом // ФГВ.— 1974.— Т. 10, № 2.

Поступила 14/1 1986 г.