

В. В. САВРАНСКИЙ, А. А. САМОХИН

ЛАЗЕРНЫЙ НАГРЕВ ТРУБЧАТОЙ МИШЕНИ

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 7 IX 1972)

При использовании массивной оболочки для ограничения разлета лазерной плазмы с внутренних стенок оболочки неизбежно происходит испарение вещества. Если этот поток вещества является определяющим в материальном балансе плазмы, то оболочка фактически служит своеобразной твердотельной мишенью для лазерного излучения. В настоящем сообщении приводятся некоторые результаты исследования поведения лазерной плазмы от мишени подобного типа.

В качестве такой мишени использовалась стеклянная трубка с внутренним диаметром $d = 0,16 - 0,18$ см и длиной $l = 3 - 10$ см, один из концов которой был запаян. Излучение от неодимового лазера, работающего в режиме свободной генерации, фокусировалось внутрь трубки у ее открытого конца с помощью линзы с фокусным расстоянием 7 см. Первоначальный пробой инициировался гигантским импульсом от дополнительного неодимового лазера, излучение которого фокусировалось сбоку (под углом 70° к оси) непосредственно перед открытым концом трубки. Эксперимент проводился в воздухе при нормальных условиях.

Скоростная фоторазвертка процесса показывает, что плазма, первоначально возникающая у открытого конца трубки, быстро распространяется внутрь ее, поджигая находящийся перед ней неионизированный газ. После двух-трех осцилляций внутри трубки за время 50—100 мсек. устанавливается определенная длина плазменного столба, которая почти не изменяется за время процесса $t \approx 1,3$ мсек. Степень сжатия (по длине) зависит от энергии излучения и от длины трубки: с увеличением энергии и уменьшением длины l она увеличивается. Так же ведет себя и давление p , измеренное по импульсу отдачи. При длине $l = 5$ см и энергии лазера 400 Дж величина p достигает сотни атмосфер, что согласуется с размером $L \approx 1,2$ см ударной волны у открытого конца трубки.

Максимальная температура T_0 , которая достигается на оси канала, может быть найдена из следующих соображений. Оптическая толщина основной части плазменного столба (кроме периферийных областей) не может быть слишком большой, поскольку в противном случае лазерное излучение нагревало бы только малую часть плазменного столба внутри трубки, что привело бы к уменьшению размеров области, занятой плазмой, так как теплопроводность в этих условиях не может обеспечить прогрев плазмы на несколько сантиметров. Коэффициент тормозного поглощения α имеет минимум α_0 в области наибольшей температуры T_0 , поэтому во всяком случае величина $\alpha_0 l = c$, не превосходит единицы. Используя явный вид коэффициента тормозного поглощения ⁽¹⁾ и выражая его через давление, имеем

$$T_0 \approx \left(\frac{zl}{c_0} \right)^{2,7} \left(\frac{6p_0 z}{z+1} \right)^{4,7},$$

где p_0 обозначает давление у открытого конца трубки. При $l = 5$ см, $z = 5$, $p_0 = 5 \cdot 10^7$ дин/см² получаем $T_0 \approx 2 \cdot 10^5$ К. Этим условиям соответствует плотность ионов $n \sim 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и тепловая скорость $v \approx 2 \cdot 10^6$ см/сек.

Скорость звука в областях, не слишком близко прилегающих к каустике ($l_k \approx 0,1$ см), может быть оценена непосредственно по фоторазвертке процесса. Пичковая структура лазерного излучения вызывает пульсации газодинамических параметров плазмы, которые распространяются из области каустики со скоростью порядка v . Измеренная таким образом скорость составляет $(1-2) \cdot 10^6$ см/сек.

Средняя по сечению скорость потока плазмы v_{cp} находится независимо по вылетевшей массе вещества M , которая определяется взвешиванием трубки до и после процесса:

$$v_{cp} = \frac{\pi \gamma p d^2 t}{4M(1 + \gamma)}.$$

При $p = 10^8$ дн/см², $M = 2 \cdot 10^{-3}$ г, $\gamma = 5/3$ это дает $v_{cp} \approx 10^6$ см/сек, т. е. скорость потока в горячей области превышает 10^6 см/сек. Заметим, что M больше чем на порядок превышает массу воздуха, первоначально заключенного в трубке.

Подобные результаты согласуются с соотношением энергетического баланса для догрева потока плазмы, проходящей навстречу лазерному излучению с интенсивностью I : $apv \approx \alpha l_1 I$, где величина безразмерного коэффициента a составляет несколько единиц. Это соотношение выполняется в области каустики при $I = 2 \cdot 10^9$ вт/см², $\alpha l_1 \approx 2 \cdot 10^{-2}$. Несмотря на то, что интенсивность I быстро падает вне каустики, температура плазмы, определяемая соотношением энергетического баланса, уменьшается гораздо медленнее, поскольку величина α сильно зависит от температуры при постоянном давлении. Уменьшение интенсивности на порядок от максимальной приводит к изменению температуры менее чем в два раза, т. е. примерно десятая часть плазменного потока (по сечению) имеет температуру $T \gtrsim 10^5$ °К.

Величина объема, занятого горячей плазмой, не может превышать, однако, нескольких процентов от всего объема плазменного столба в трубке, поскольку потери на рекомбинационное излучение становятся слишком велики. Излучение основного объема плазмы, имеющей более низкую температуру, в значительной мере «запирается» в наиболее плотных и холодных периферийных областях. Излучательные потери с поверхности плазменного столба, вычисленные по черному телу с температурой $T = 9 \cdot 10^3$ °К, соответствующей первой ионизации Si, составляют 120 дж.

Часть энергии, излученной плазмой, поглощается стеклянными стенками трубки, толщина которых равна 0,2 см. Кроме того, стенки нагреваются за счет теплопроводности. Нагрев стенок до температуры $T_n \approx 3 \cdot 10^3$ °К вызывает их испарение с последующей ионизацией испаренного вещества. На прогрев стенок до температуры T_n также затрачивается определенная энергия, равная по порядку величины произведению прогретого объема $\pi d l v \chi t \approx 6 \cdot 10^{-3}$ см³ на теплоемкость $c \approx 2$ дж/(см³·град) и на T_n , что дает 36 дж. Таким образом, основной вклад в потери энергии определяется излучением плазмы.

Поглощение лазерного излучения в плазме, вылетевшей из трубки, мало. Об этом свидетельствует тот факт, что в первой половине лазерного импульса по мере развития наружного факела не происходит заметных изменений в такой характерной особенности процесса, как размер L ударной волны. Подобная особенность трубчатой мишени отличает ее от плоской мишени, нагреваемой миллисекундным лазерным импульсом, где наблюдается поглощение в факеле и экранировка мишени ⁽²⁾. Экранировка наблюдается также при использовании мишени, помещенной в капилляр ⁽³⁾.

Увеличение энергии лазерного излучения при неизменной геометрии приводит к примерно квадратичному росту давления, чему соответствует почти линейное увеличение максимальной температуры плазмы. Однако вариации энергии производились пока в небольших пределах (280—

430 Дж), так что отмеченные зависимости требуют дальнейшего исследования.

Авторы выражают благодарность Ф. В. Бункину, акад. А. М. Прохорову и В. Б. Федорову за полезные обсуждения.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
14 VII 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, «Наука», 1966. ² В. А. Батанов, Ф. В. Бункин и др., Докл. на I Всесоюз. совещ. по физике воздействия оптического излучения на конденсированные среды, Л., 1969. ³ В. К. Гончаров, Л. Я. Минько, Е. С. Тюнина, Журн. прикл. спектроскоп., 13, 4, 707 (1970); М. А. Ельяшевич, В. К. Гончаров и др., там же, 15, 2, 200 (1971).