

3. Борисов Ал. А., Борисов А. А., Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е. Эволюция волн разрежения вблизи термодинамической критической точки // Письма в ЖЭТФ.— 1980.— Т. 31, № 11.
4. Иванов А. Г., Новиков С. А. Ударные волны разрежения в железе при взрывном нагружении // ФГВ.— 1986.— Т. 22, № 3.
5. Уббелде А. Р. Расплавленное состояние вещества.— М.: Металлургия, 1982.
6. Павлов В. А. Аморфизация структуры металлов и сплавов с предельно высокой степенью пластической деформации // Физика металлов и металловедение.— 1985.— № 4.
7. Павлов В. А. Высокие пластические деформации и природа аморфных и ультрадисперсных металлических систем // IV Всесоюз. семинар «Структура дислокаций и механические свойства металлов и сплавов»: Тез. докл.— Свердловск, 1987.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1986.— Ч. 1.
9. Харрисон У. Электронная структура и свойства твердых тел.— М.: Мир, 1983.— Т. 2.

г. Минск

Поступила 14/VI 1988 г.

УДК 533.95

А. А. Авдыева, Ю. П. Захаров, В. В. Максимов,
А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко, В. Г. Посух,
В. Н. Снытников, А. С. Яценко

СОЗДАНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ДВУХСТОРОННИМ ОБЛУЧЕНИЕМ

Широкое применение лазерной плазмы в научных исследованиях (лабораторное моделирование нестационарных астрофизических процессов [1], заполнение плазменных ловушек [2] и т. п.) стимулировало работы по созданию потоков плазмы различной конфигурации, в том числе и наиболее важных — сферических облаков.

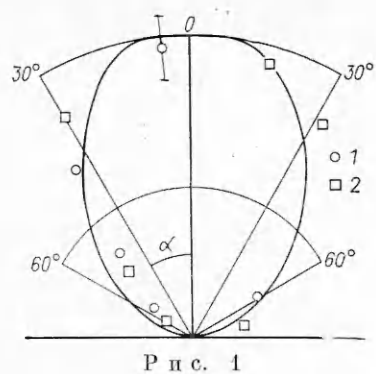
Известно, что одним лучом создать симметрично расширяющийся поток не удается даже при облучении легко испаряющейся дейтериевой таблетки [3]. Применяемый в работах по ЛТС метод получения сферически-симметричной плазмы равномерным облучением круглой мишени является технически сложным. Он связан с использованием особой камеры и большого числа лучей (>9), что существенно затрудняет его применение в широкомасштабных плазменных установках специального назначения.

Цель данной работы — изучить возможности получения сферически расширяющихся облаков при простом двухстороннем облучении таблетки и влияния геометрии мишени — плоской, цилиндрической и сферической — на структуру плазменной короны.

Опыты проводились на стенде КИ-1, предназначенном для лабораторного моделирования нестационарных астрофизических явлений [4], в котором лазерная плазма применяется, например, в экспериментах по исследованию механизмов бесстолкновительного торможения оболочек сверхновых звезд окружающей средой [5]. Стенд включает вакуумную камеру диаметром 1,2 м, длиной 5 м с остаточным давлением 10^{-4} Па и источник лазерного излучения с регулируемой в диапазоне $\tau_r = 0,05 - 1,0$ мкс длительностью импульса, $\lambda = 10,6$ мкм, энергией $Q_r \approx 1$ кДж.

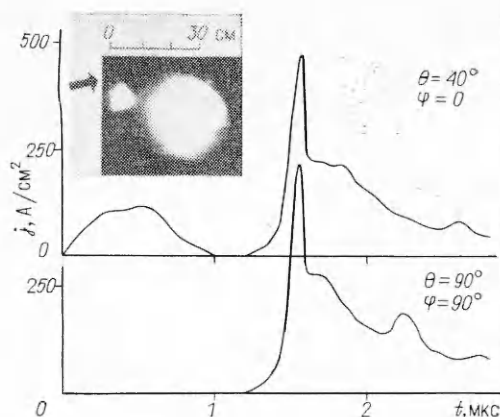
В опытах использовались три типа мишени: сферическая $\varnothing = 1 - 3$ мм, цилиндрическая — нить $\varnothing \approx 0,3$ мм и плоская — пластина толщиной 5 мм. Все мишени изготавливались из капролона $(C_6H_{11}ON)_n$ [6]. Излучение лазерного источника делилось на два одинаковых пучка, которые фокусировались с противоположных радиальных направлений на таблетку, расположенную в центре камеры. Оси пучков наклонены к плоскости, перпендикулярной оси камеры под углом 10° . Сферическая мишень подвешивалась на тонкой $\sim 0,1$ мм металлической нити, цилиндрическая — двигалась по оси камеры. Плоская мишень устанавливалась в этом же месте, но облучалась с одной стороны под углом $\alpha = 30^\circ$ к нормали поверхности. Сечение пучка в области мишени $S = d^2 = 16$ мм². В данных опытах использовался импульс колоколообразной формы длительностью на полувысоте 0,5 мкс. Поток средней мощности на мишени $J_r \approx 3 \cdot 10^9$ Вт/см².

Диагностический комплекс включал электрические зонды [7], коллекторы потока ионов j_r [8], интерферометр Маха — Цандера на $\lambda =$



Р и с. 1

Р и с. 2



$\approx 0,694$ мкм с визуализацией поля 50×50 мм, временное разрешение ~ 30 нс, электронно-оптический преобразователь и анализатор массового и зарядового состава [8]. Большое количество (~ 10) специальных вводов, а также подвижные зонды позволяли проводить одновременно измерения под различными углами (θ, φ) и на различных расстояниях ($R = 20-60$ см) от мишени. Интерферометрические измерения контролировали концентрацию плазмы при $R \leq 1,0$ см. Число частиц в облаке и их полная энергия определялись методом, описанным в [9].

Измерения показали, что распределение числа частиц в облаке, распространяющихся в единицу телесного угла $\left(\frac{dN}{d\Omega} = R^2 \int_0^\infty j_r dt \right)$, обусловлено геометрией мишени. Так, для плоской мишени наблюдалось известное распределение $\frac{dN}{d\Omega} \approx \cos^k \alpha$ [10], где $k = 2-3$; α — угол, отсчитываемый от нормали к поверхности. Цилиндрическая мишень, когда длина ее превышала диаметр, характеризовалась подобным же распределением в плоскости, совпадающей с осью нити $\frac{dN}{d\Omega} \sim j_r \sim \sin^k \theta$ ($\theta = \pi/2 - \alpha$ — угол относительно оси). На рис. 1 данные для плоской мишени обозначены 1, для нити — 2, сплошная линия — функция $\cos^2 \alpha$. В плоскости, перпендикулярной нити, наблюдалась аксиальная относительно оси мишени симметрия потока. Отклонение параметров, измеренных под различными углами φ , не превышало $\pm 15\%$ по числу частиц и $\pm 10\%$ по средней скорости.

Применение круглой мишени позволило создать практически сферическое облако. На рис. 2 показаны зонограмма свечения облака и плотность потоков ионов j_r под различными углами θ и φ на $R = 21$ см. Видно хорошее совпадение потоков. Здесь же приведена форма импульса излучения, стрелкой отмечен отблеск свечения плазмы в зеркале фокусирующей системы. При диаметре таблетки 3 мм получено $3 \cdot 10^{18}$ ионов с полной энергией ~ 125 Дж (эффективность $\sim 0,25$).

Таким образом, в условиях нашего эксперимента при относительно невысокой мощности ($J_r \sim 3 \cdot 10^9$ Вт/см²) распределение потока плазмы в некоторой плоскости пространства определялось геометрией сечения мишени этой плоскостью. В частности, при облучении нити проявляются свойства потока, присущие как сфере — аксиальная симметрия, так и плоскости — распределение плазмы вдоль нити. Существенным является то обстоятельство, что сферическая (или аксиальная) симметрия выполнялась не только для интегральных параметров плазмы (числа частиц $\frac{dN}{d\Omega}$, средней скорости V), но и для структуры потока. Так, при облучении круглой мишени импульсом большой длительности ($\tau_r \geq 0,5$ мкс) наблюдалось формирование тонкой ($\Delta R/R \leq 0,1$) сферической оболочки повышенной концентрации на переднем фронте облака, соответствующей максимуму потока на рис. 2. Механизм создания данной оболочки, исследованный экспериментально [4] и методами численного моделирования

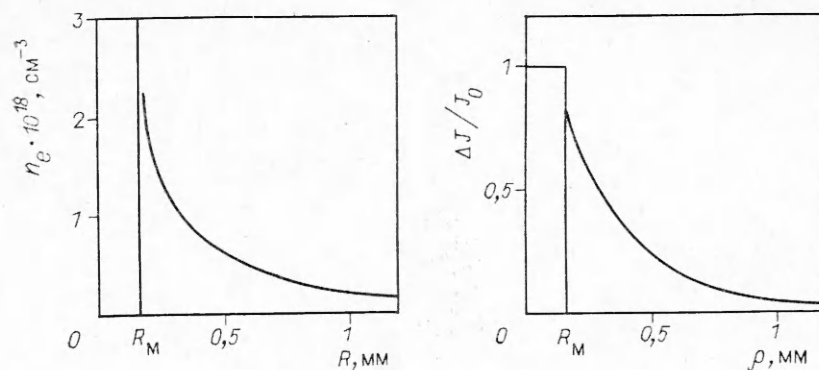


Рис. 3

[11], связан с нестационарностью процесса формирования плазмы вблизи мишени, обусловленной конечной величиной фронта импульса τ_Φ , превышающей гидродинамический масштаб ускорения ионов ($\tau_\Phi \gg d/c_s$, c_s — скорость звука). В результате возрастания мощности в течение τ_Φ создается поток плазмы с непрерывно увеличивающейся скоростью, взаимодействие его с передними слоями плазмы приводит к формированию разрыва, распад которого сопровождается возникновением области сжатия, распространяющейся в виде оболочки на границу облака с вакуумом. При цилиндрической мишени аксиально-симметричная оболочка возникает в основном квазиперпендикулярно оси при углах $\theta = 60-120^\circ$.

Наличие сферической симметрии облака при круглой таблетке показывает, что процесс формирования потока под разными углами происходит одинаково при явно неравномерном облучении ее поверхности. Данное обстоятельство позволяет предположить, что в этом случае в плазменной короне осуществляется процесс выравнивания поглощенной энергии по поверхности мишени. Рассмотрим возможный механизм, обеспечивающий равномерный прогрев таблетки. Типичное распределение концентрации плазмы по радиусу $n_e(R)$ вблизи мишени-нити $\varnothing = 0,3$ мм при $J_r \approx 2 \cdot 10^9$ Вт/см², $\tau_r = 0,52$ мкс и соответствующие ему результаты расчета доли поглощенного потока мощности, распространяющегося через плазму рядом с мишенью $\Delta J_r / J_r$, в зависимости от прицельного параметра ρ луча для $T_e = 20$ эВ [10] показаны на рис. 3. С учетом малой сходимости ($< 0,1$) лазерный пучок вблизи мишени считался параллельным. Эффект рефракции при $n_e < 2,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ незначителен. При нахождении $\Delta J_r / J_r$ учитывалось только поглощение на пути луча до плоскости мишени за счет обратного тормозного механизма с локальным коэффициентом [12]

$$K = \omega_p^2 / [c\omega\tau(\omega^2 - \omega_p^2)^{1/2}],$$

где τ^{-1} — частота электрон-ионных столкновений; $\tau = 2,4 \cdot 10^4 T_e^{3/2} / n_e z$; T_e — температура электронов, эВ; z — заряд иона; $\omega_p = (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$ — плазменная частота; ω — частота излучения.

На рис. 3 видно, что доля энергии, поглощаемая в сечении мишени при $\rho \leq R_M$ ($R_M = \varnothing/2$), оказывается сравнимой с энергией, поглощенной при $\rho > R_M$. Характерный размер слоя поглощения увеличивался при уменьшении кривизны поверхности от $\delta \sim 0,3$ мм для $\varnothing = 0,3$ мм до $\delta \sim 4$ мм для плоской поверхности. Оценки показывают, что поглощение энергии в слое происходит со сравнимой эффективностью как при нормальном падении луча, так и при касательном.

Были проведены дополнительные эксперименты по изучению особенностей поглощения излучения лазерной плазмой для цилиндрической мишени $\varnothing < d$ при одностороннем облучении. Измерялась энергия лазерного пучка, прошедшего мимо нити в двух режимах: 1 — в отсутствие плазмы при $J_r \approx 10^6$ Вт/см², 2 — при ее наличии, $J_r \approx 3 \cdot 10^9$ Вт/см². Апертуру

ра системы измерения позволяла регистрировать прошедший сигнал с учетом возможного рефракционного отклонения. Измерения показали, что доля излучения, задерживаемая мишенью и окружающей плазмой в режиме 2, примерно в 2 раза превышает соответствующие потери в режиме 1. Данный опыт подтверждает наличие слоя $\delta \sim R_M$, в котором эффективно поглощается энергия лазерного излучения.

Рассмотрим условия, при которых излучение может поглощаться в короне. Оценки, аналогичные приведенным в [12], показывают, что интегральный коэффициент поглощения

$$K_t = \xi L / (c\tau_*)$$

Здесь $L = \left(\frac{4}{n_e} \frac{dn_e}{dR}\right)^{-1}$ — характерный размер неоднородности плазмы; τ_* — время столкновений, определяемое при критической плотности; ξ — параметр, учитывающий конкретное распределение плотности. Согласно $T_e \simeq 1 \cdot 10^{-3} J_r^{4/9}$ [10, 13], из условия $K_t \geq 1$ получаем оценку потока мощности, при котором излучение будет поглощаться в слое толщиной L : $J_r \leq 9 \cdot 10^{12} (\xi z L)^{3/2}$. Так, для $L \simeq R_M = 0,015$ см, $z = 3$, $\xi \sim 1$ имеем $J_r \leq 10^{11}$ Вт/см².

Отметим, что найденное соотношение фактически определяет условие поглощения энергии за счет обратного тормозного механизма в лазерной плазме при любой конфигурации мишени. Для случая с плоской мишенью аналогичные расчеты приведены в [14].

Таким образом, рассмотрено влияние геометрии мишени на конфигурацию плазменной короны и впервые экспериментально показана возможность и оценено условие создания сферических облаков плазмы при простом двухстороннем облучении круглых таблеток.

В заключение отметим, что в восстановлении пространственного распределения концентрации электронов n_e в работе использовался пакет программ вычислительной томографии «ТОРАС» [15]. Авторы благодарят В. В. Пикалова за помощь и консультации в этой части работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В. М., Башурин В. П., Голубев А. И. и др. Исследование взаимодействия потоков бесстолкновительной плазмы при больших числах Альфвена — Маха // ДАН СССР. — 1986. — Т. 289, № 1.
2. Пехачек Р. Е., Грейл Д. Р., Рейли М. и др. Создание плазмы путем облучения дейтериевых таблеток двумя последовательными импульсами от различных лазеров // ПНИ. — 1981. — № 3.
3. Walker A. C., Kogoshi S. et al. Production of isolated energetic, D₂ plasmas by CO₂ lasers // Optics Commun. — 1978. — V. 27, N 2.
4. Антонов В. М., Захаров Ю. П., Максимов В. В. и др. Применение лазерной плазмы для лабораторного моделирования астрофизических процессов // Мощные CO₂-лазеры для плазменных экспериментов и технологий. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
5. Zakharov Yu. P., Orishich A. M., Ponomarenko A. G. et al. Laboratory simulation of collisionless coupling between Supernova remnants and magnetized interstellar medium // Plasma Astrophys.: Joint Varenna-Abastumani Intern. School and Workshop, Sukhumi, 1986. — (SP/Europ. Space Agency; N 251).
6. Энциклопедия полимеров/Под ред. В. А. Каргина. — М.: Сов. энциклопедия, 1972. — Т. 1.
7. Захаров Ю. П. Особенности зондовых методов исследования взаимодействия потоков лазерной плазмы с замагниченной фоновой средой // Мощные CO₂-лазеры для плазменных экспериментов и технологий. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
8. Антонов В. М. Особенности диагностики корпускулярного состава и параметров интенсивных потоков лазерной плазмы на стенде КИ-1 // Мощные CO₂-лазеры для плазменных экспериментов и технологий. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
9. Антонов В. М., Захаров Ю. П., Максимов В. В. и др. Исследование условий формирования облаков лазерной плазмы с числом частиц $N \sim 10^{19}$ при двухимпульсном облучении мишени. — Новосибирск, 1984. — (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 13—84).
10. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. — М.: Мир, 1971.
11. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Снытников В. Н. Управление пространствен-

ной структурой облака лазерной плазмы при его разлете в вакуум // ПМТФ.— 1989.— № 3.

12. Доусон Дж., Коу П., Грин Б. Поглощение света и расширение плазмы, создаваемой с помощью лазера // Лазеры и термоядерная проблема.— М.: Атомиздат, 1973.
13. Быковский Ю. А., Невалин В. Н. Лазерная масс-спектрометрия.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
14. Montes A., Hubbard M. et al. Classical absorption and heat conduction in low-irradiance, long-pulse CO₂-laser-plasma interactions // Appl. Phys. Lett.— 1980.— V. 36, N 8.
15. Пикалов В. В. Пакет прикладных программ, ориентированных на задачи вычислительной томографии.— Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1985.

г. Новосибирск

Поступила 13/VII 1988 г.

УДК 541.183

Л. К. Филиппов

ФРОНТАЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ДИНАМИКИ ФИЗИЧЕСКОЙ АДСОРБЦИИ СМЕСЕЙ

Анализ фронтальных режимов динамики физической адсорбции многокомпонентных смесей для разного типа теоретических моделей, учитывающих различные механизмы межфазного массообмена, представляет теоретический и практический интерес для выбора оптимальных режимов адсорбционного разделения смесей [1]. Для простейшей теоретической модели динамики адсорбции (равновесной модели идеального вытеснения), которая описывается гиперболической в узком смысле системой квазилинейных уравнений, анализ фронтальных режимов в большинстве случаев [2, 3] проводится с помощью условий Лакса [4—6]. Для теоретических моделей динамики адсорбции смесей с учетом размывающих факторов, которые описываются смешанной квазилинейной системой уравнений, в [7] получены условия реализации фронтальных режимов, зависящих не только от вида изотерм адсорбции, как в случае простейшей модели для гиперболических уравнений, но и от значений коэффициентов массообмена, характеризующих различные механизмы межфазного массообмена. Гиперболические системы уравнений динамики адсорбции смесей могут допускать существование в рамках условий Лакса нескольких (неединственность) фронтальных режимов [8].

В настоящей работе обсуждается вопрос о выборе единственного фронтального режима с помощью анализа аналитических решений для уравнений динамики адсорбции смесей с учетом приближенных модельных уравнений, учитывающих межфазный массообмен.

1. Фронтальная динамика физической адсорбции многокомпонентных смесей описывается системой квазилинейных уравнений материального баланса и кинетики межфазного массообмена для каждого компонента смеси [7]:

$$(1.1) \quad \partial c_m / \partial t + u \partial c_m / \partial z + \delta \partial q_m / \partial t = \sum_{k=1}^n D_{mk}^{(1)} \partial^2 c_k / \partial z^2, \quad \delta = (1 - \sigma) / \sigma,$$

$$\partial q_m / \partial t = \sum_{k=1}^n G_{mk} [f_k(c) - q_k], \quad 1 \leq m, \quad k \leq n.$$

Здесь c_m — концентрация m -го компонента смеси в подвижной фазе; q_m — концентрация m -го компонента смеси в адсорбированной фазе; $f_m(c)$ — уравнения изотерм адсорбции; u — линейная скорость потока; $D_{mk}^{(1)}$ — коэффициент диффузии ($m = k$) и взаимной диффузии ($m \neq k$); G_{mk} — коэффициенты межфазного массообмена; n — число компонентов смеси.

Для простейшей равновесной ($1/G_{mk} = 0$) модели идеального вытеснения ($D_{mk}^{(1)} = 0$) система (1.1) превращается в гиперболическую

$$\partial c_m / \partial t + u \partial c_m / \partial z + \delta \partial f_m(c) / \partial t = 0,$$

$$1 \leq m \leq n,$$

которую запишем в матричном виде

$$(1.2) \quad \partial c_m / \partial t + u B_{mk} \partial c_k / \partial z = 0,$$

$$B_{mk}^{-1} = E_{mk} + \delta f_{mk}, \quad f_{mk} = \partial f_m / \partial c_k$$