

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
СВЕРХАЛЬФВЕНОВСКИХ ВЗАИМОПРОНИКАЮЩИХ  
ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ**

*В. М. Антонов, В. П. Башурин, А. И. Голубев, В. А. Жмайло,  
Ю. П. Захаров, А. М. Оршич, А. Г. Пономаренко, В. Г. Посух,  
В. Н. Снытников  
(Новосибирск)*

**Введение.** Известно, что в результате ряда природных явлений, наблюдающихся в космической плазме (например, вспышки сверхновых звезд [1]), или при проведении активных экспериментов в космосе [2, 3] происходит выброс плазменных облаков, испытывающих интенсивное торможение в окружающей замагниченной плазме на масштабах, значительно меньших характерных длин свободного пробега ионов. Такого рода эффекты бесстолкновительного взаимодействия могут играть важную роль и в методах магнитно-газовой защиты первой стенки термоядерного реактора с инерциальным удержанием [4].

Для типичных высоких скоростей разлета таких облаков  $v_0 \approx 10^7 - 10^9$  см/с в фоновой плазме с концентрацией ионов  $n_*$ , массой  $m_2$ , находящихся в магнитном поле  $B_0$ , движение потока ионов облака оказывается существенно сверхальфвеновским:  $M_A = v_0 \sqrt{4\pi n_* m_2} / B_0 \gg 1$ . Однако именно для больших чисел Маха — Альфвена  $M_A$  до недавнего времени [5] отсутствовали надежные экспериментальные данные, подтверждающие в лабораторных условиях возможность бесстолкновительного взаимодействия взаимопроникающих потоков плазмы в поперечном магнитном поле.

Теоретические расчеты показывают, что с увеличением  $M_A$  становятся неэффективными механизмы передачи энергии, связанные как с формированием продольного (вдоль  $v_0$ ) электрического поля на границе потоков [6], так и с возникновением «аномального трения» между ними за счет развития двухпоточковых неустойчивостей [7].

В [8, 9] высказана и проанализирована возможность бесстолкновительного взаимодействия сверхальфвеновских потоков за счет не зависящего от  $M_A$  магнитного ламинарного механизма (МЛМ) [10]. Обмен энергией между потоками в этом случае происходит через вихревое поперечное электрическое поле ( $E_\perp \perp B_0, v_0$ ), которое возникает в слое на переднем фронте облака, вытесняющего магнитное поле из своего объема. Как следует из оценок и численных расчетов [9—11], для сферического облака, содержащего  $N_1$  ионов с массой  $m_1$  и средним зарядом  $z_1$ , эффективность обмена энергией в этом механизме целиком определяется параметром взаимодействия  $\delta = R_*^2 / R_1 R_2$ , где  $R_* = (3N_1 z_1 / 4\pi n_*)^{1/3}$  — характерный радиус вытеснения облаком магнитного поля,  $R_1, R_2$  — ларморовские радиусы ионов облака и фона, определяемые по начальному полю  $B_0$  и среднемассовой скорости  $v_1 = (2W_0 / N_1 m_1)^{1/2}$  облака с энергией  $W_0$ . В частности, при  $\delta \geq 1$  облако может потерять значительную часть своей начальной энергии на расстоянии  $R_m = (3N_1 m_1 / 4\pi n_* m_2)^{1/3}$ .

Несмотря на большое количество экспериментов по взаимодействию замагниченных потоков плазмы, только немногие из них, как это показано в [10], проведены при больших числах Маха ( $M_A \geq 5$ ) и в условиях, исключающих влияние каких-либо столкновений. Сложность экспериментального исследования магнитного ламинарного механизма при больших числах Маха связана с высокими требованиями к применяемым источникам плазмы — необходимо создание облака и фона с близкими к рекордным для настоящего времени параметрами:  $N_1 \geq 10^{18}$  частиц,  $v_0 \approx (3-5) \cdot 10^7$  см/с,  $n_* \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (при температуре в фоне  $T_e \approx 5-10$  эВ) в объеме  $\geq 1$  м<sup>3</sup> [10]. Параметры, близкие к требуемым, достигнуты только в эксперименте Нимбус-II [12], в котором при  $\delta \approx 0,1$  отмечено появление предвестника облака плазмы.

В наших экспериментах [13] по изучению бесстолкновительного взаимодействия взаимопроникающих потоков плазмы при  $M_A \approx 10-20$  и «выключенном» МЛМ ( $\delta < 10^{-3}$ ) наблюдался свободный разлет облака в фоновой плазме на расстояниях до

$4R_m$  п, таким образом, получено надежное экспериментальное доказательство отсутствия каких-либо механизмов взаимодействия потоков плазмы при  $M_A \gg 1$  и  $\delta \ll 1$ . В [5] найдено, что облако плазмы, разлетающееся аксиально-симметрично относительно магнитного поля  $B_0$ , эффективно вытесняет его вплоть до расстояния  $R_*$  в соответствии с моделью обмена замагниченными электронными компонентами облака и фона [8], обеспечивая тем самым требуемые для МЛМ вихревые электрические поля.

Цель данной работы — достижение параметров плазмы, требуемых для эффективного МЛМ-взаимодействия, и исследование процессов бесстолкновительного взаимодействия расширяющегося облака лазерной плазмы с замагниченным фоном при  $M_A \geq 5$  и  $\delta \geq 1$ .

**1. Экспериментальная установка.** Опыты проводились на экспериментальном стенде КИ-1 [13, 14], предназначенном для моделирования различных астрофизических плазменных процессов. Основными элементами стенда являются 1 кДж  $\text{CO}_2$ -лазер [15] и высоковакуумная камера диаметром 1,2 м и длиной 5 м, снабженная импульсным источником фоновой плазмы. Общая схема экспериментов по взаимодействию приведена на рис. 1, где изображено центральное (главное) сечение камеры, в центре которого помещалась мишень 1, а в его плоскости располагались элементы диагностики 2—5 для исследования динамики разлета облака в фоне  $\beta$  в направлениях  $\perp B_0$ .

Близкое к сферически-симметричному облако плазмы создавалось облучением тонкой нити  $\varnothing 0,25$  мм двумя пучками излучения  $\text{CO}_2$ -усилителя, падающими на нее с противоположных, почти радиальных направлений. Мишень из капроновой нити  $(\text{C}_6\text{H}_{11}\text{ON})_n$  ориентирована вдоль оси камеры и магнитного поля  $B_0$ . Нить подавалась в центр камеры по стеклянному капилляру и юстировалась относительно пучков лазера через окно 7 с точностью  $\approx 0,1$  мм. Специальная зеркальная оптическая система 8 обеспечивала фокусировку излучения до диаметра  $\approx 4$  мм в области мишени. При существенном ( $> 10$  раз) превышении размеров пучков по сравнению с диаметром нити и ее двустороннем облучении была достигнута аксиальная симметрия потока плазмы в плоскости, перпендикулярной нити как по средней скорости (отклонение не превышало  $\pm 7\%$ ), так и по числу частиц  $dN_1/d\Omega$  в потоке ( $\pm 10\%$ ). Хорошую аксиальную симметрию облака в плоскости, перпендикулярной  $B_0$ , наглядно иллюстрирует эопограмма (рис. 2) его свечения в вакууме ( $n_* = 0$ ) при  $B_0 = 0$  в момент времени  $t = 1,65$  мкс после лазерного импульса, а также данные контрольных экспериментов по расширению плазмы в магнитном поле при  $n_* = 0$ .

В этом случае нами показано [16], что такое облако на расстоянии  $R < R_0 \approx (3W_0/B_0^2)^{1/3}$  — теоретического радиуса торможения облака полем при  $n_* = 0$  [17] — вытесняет  $B$  как расширяющийся сверхпроводящий шар с толщиной скин-слоя, близкой к бесстолкновительной.

Свободное расширение ( $n_* = 0$ ,  $B_0 = 0$ ) лазерной плазмы носило автомодельный характер: скорость ионов на расстоянии  $R$  от мишени в момент времени  $t$  равна  $v = R/t$ . Это подтверждалось как законом движения ( $R \sim t$ ) максимума плотности радиального тока ионов облака  $j_r$ , так и зависимостью  $j_r \sim R^{-3}$  спадающего этого максимума на расстояниях  $15 \leq R \leq 250$  см. Облако плазмы состояло в основном из 55% ионов  $\text{H}^+$ , 30%  $\text{C}^{+4}$  и 15%  $\text{C}^{+3}$ . При энергии импульса излучения на мишени 400 Дж создавался типичный поток лазерной плазмы с  $v_0 \approx 2,3 \cdot 10^7$  см/с (см. сигнал  $j_r(t)$  на  $R = 40$  см — кривая 1 на рис. 3, а), содержащий всего  $N_1 \approx (8 \pm 1,5) \cdot 10^{17}$  ионов и имеющий полную энергию  $W_0 = 45 \pm \pm 7$  Дж.

Для создания фоновой плазмы применен отдельный источник, расположенный на торце камеры, что позволило получить хорошо ионизованный, однородный в большом объеме  $\sim 1,5$  м<sup>3</sup> фон с известными и контролируемыми параметрами. В качестве такого источника использовался индукционный генератор на базе конденсаторов ИК 50-3. Плазма создавалась ионизацией газа (водорода, азота, аргона и т. д.), импульсно на-

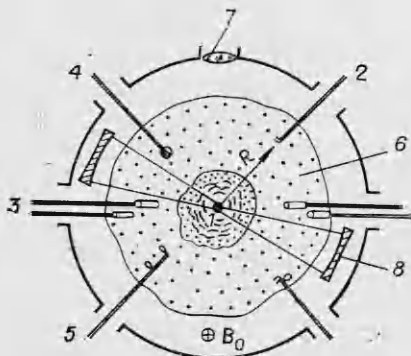


Рис. 1

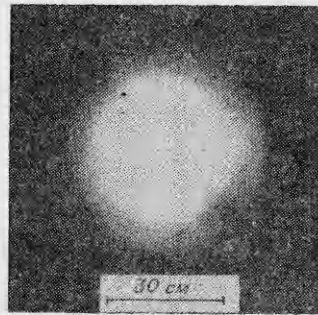


Рис. 2

пускаемого в керамическую трубу  $\varnothing 20$  см, и транспортировалась на расстояние  $\sim 3$  м в главное сечение камеры, расширяясь до характерного диаметра 90 см в магнитном сопле на выходе из источника. Максимальная концентрация ионов водородного фона в главном сечении достигала  $n_* \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при  $T_e \approx 10$  эВ. Типичное начальное распределение  $n_*(R)$  и  $B_0(R)$  показано на рис. 4 штриховыми линиями (точки 1). Изменение  $B_0$  с радиусом  $R$  обусловлено диамагнетизмом фоновой плазмы. Отметим, что при  $B_0 = 0$  в камере источник обеспечивал в зоне мишени концентрацию плазмы до  $n_* \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Откачка вакуумного объема осуществлялась магниторазрядными насосами. Остаточное давление газа не превышало  $2,7 \cdot 10^{-4}$  Па.

Схема расположения основных элементов диагностики показана на рис. 1. В эксперименте использовались двойные зонды 2 для измерения температуры  $T_e$  и концентрации плазмы  $n_e$ , коллекторы потоков ионов в радиальном  $3 j_r$  и азимутальном  $4 j_{\varphi} \perp B_0, v_0$  направлениях, а также магнитные зонды 5 для регистрации изменения  $\Delta B$  осевого компонента поля  $B_0$ . Применение специальных многоканальных кабельных вводов типа 3, 5 во фланцах главного сечения позволило установить в каждом радиальном направлении несколько датчиков и за один экспериментальный цикл получить данные о динамике процессов взаимодействия в различных направлениях и на разных расстояниях от мишени для облака плазмы, разлетающегося поперек  $B_0$ . В специальных контрольных экспериментах установлено отсутствие влияния диагностических средств на исследуемые физические процессы.

Ионный состав облака определялся с помощью анализатора масс время-пролетного типа, кратко описанного в [18]. В отдельных экспериментах проводились многокадровые съемки свечения облака с помощью ЭОПа типа ЛВ-05 вдоль оси камеры. Вся регистрирующая аппаратура имела временное разрешение не хуже 50 нс, а цепи контактных методов диагностики были защищены от возможных наводок потенциала облака (до 500 В).

**2. Результаты экспериментов по взаимодействию.** При проведении исследований особое внимание уделялось устранению влияния на результаты опытов обычных кулоновских столкновений, которые могли привести к заметной передаче импульса и, как следствие, к движению фона даже при условии  $\lambda \gg R_m$ , где  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега иона облака в фоне. Проведенный аналогично [19] анализ различных видов столкновительного взаимодействия, включая кулоновское, экранированное ядерное отталкивание, поляризационное притяжение и перезарядку, показывает, что в условиях наших экспериментов в водородном фоне минимальная длина пробега ( $\lambda_m \approx 210$  см) ионов облака по потере импульса определяется многократными ион-ионными кулоновскими столкновениями. В экспериментах с аргонной фоновой плазмой длина пробега ( $\lambda_m \approx 120$  см) меньше за счет многократных ион-электронных кулонов-

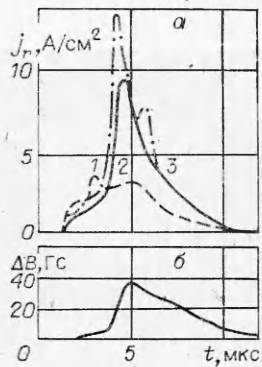


Рис. 3

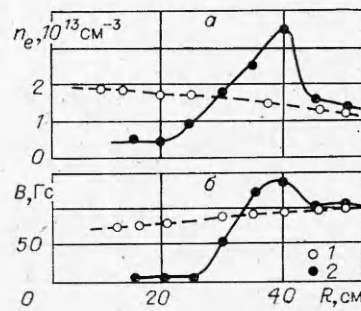


Рис. 4

ских столкновений с холодными электронами фона ( $T_e = 2$  эВ). Однако во всех случаях минимальные значения  $\lambda_m$ , как видно из данных, приведенных в сводной таблице параметров экспериментов, превышали характерный размер установки  $R_k = 60$  см. Существенно, что эффективность процесса ион-ионного рассеяния не зависит от величины  $B_0$ , а для ион-электронных столкновений косвенное влияние  $B_0$  через джоулев нагрев электронов может привести лишь к увеличению  $\lambda_m$ . Основная методика эксперимента заключалась в том, что при сохранении  $\lambda \approx \text{const}$  ( $n_* \approx \text{const}$ ) увеличением магнитного поля производилось «включение» МЛМ и изучалось его влияние на радиальные  $j_r$ , азимутальные  $j_\phi$  потоки плазмы и распределение ее концентрации по радиусу.

Опыты показали, что при концентрации водородной фоновой плазмы  $n_* \leq 10^{13}$  см $^{-3}$  изменение магнитного поля в диапазоне  $0 \leq B_0 \leq 250$  Гс не сказывалось на движении облака на масштабе  $R \leq 40$  см. При  $n_* \geq 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$  влияние  $B_0$  начинало проявляться при увеличении магнитного поля до значений  $B_0 \geq 50$  Гс в виде перестройки радиального потока плазмы  $j_r$  на  $R \geq 30$  см. Как видно из сравнения осциллограмм  $j_r(t)$  на  $R = 40$  см для  $n_* = 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , приведенных на рис. 3, а, при включении  $B_0$  (кривая 2) наблюдалось торможение передней быстрой части облака, т. е. уменьшалось число ионов, имеющих скорость  $(2,5 - 1) \times 10^7$  см/с, и одновременно увеличивалась интенсивность потока, движущегося с относительно небольшой средней скоростью ( $5 \cdot 10^6$  см/с). Происходило формирование слоя плазмы толщиной 10–15 см, движущегося совместно с магнитным поршнем (осциллограмма изменения  $\Delta B(t)$  приведена на рис. 3, б). Величина  $j_r$  в слое значительно превышала поток облака плазмы при  $B_0 = 0$  (кривая 1). Основные закономерности распространения данного слоя иллюстрируют  $R - t$ -диаграммы движения максимума потока, представленные на рис. 5, где точки 1 — режим с  $B_0 = 0$ ,  $n_* = 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , 2 —  $B_0 = 75$  Гс,  $n_* = 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , 3 —  $B_0 = 65$  Гс,

Состав фоновой плазмы	$N_1$	$W_0$ , Дж	$v_0$ , см/с	$v_1$ , см/с	$n_*$ , см $^{-3}$	$T_e$ , эВ	$B_0$ , Гс
H $^+$	$8 \cdot 10^{17}$	45	$2,3 \cdot 10^7$	$10^7$	$(2-4) \cdot 10^{13}$	10	75
Ar $^+$	$4,3 \cdot 10^{17}$	40	$2,6 \cdot 10^7$	$10^7$	$2 \cdot 10^{13}$	2	100

\* Многократное кулоновое рассеяние на ионах при скорости  $v = 1,3 \cdot 10^7$  см/с.  
 \*\* Многократное кулоновое рассеяние на электронах.

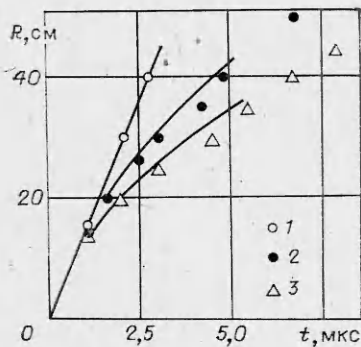


Рис. 5

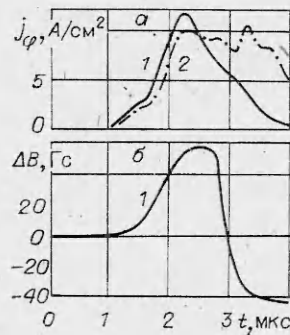


Рис. 6

$n_* = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Видно, что взаимодействие облака с фоном при  $B_0 = 75 \text{ Гс}$  проявляется в торможении плазмы, т. е. уменьшении характерной скорости потока от  $1,3 \cdot 10^7$  при  $R = 15 \text{ см}$  до  $5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  при  $R = 40 \text{ см}$  ( $n_* = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ). С ростом  $n_*$  скорость движения данного слоя плазмы снижалась  $\sim n_*^{-1}$ .

Полное число частиц, выносимых потоком за сферу радиусом  $R = 30 \text{ см}$ , оказалось равным (в пределах ошибки измерений  $\pm 20\%$ ) сумме частиц облака и фона, находящегося внутри данной сферы. Следовательно, включение магнитного поля привело к радиальному ускорению фоновой плазмы до скорости облака и практически полному вытеснению ее из области  $R \leq 30 \text{ см}$ .

Этот вывод подтверждается результатами измерений распределения концентрации плазмы, приведенного на рис. 4, а (точки 2). Видно, что к моменту времени  $t = 5,8 \text{ мкс}$  облако и фон сосредоточены в области, ограниченной радиусами  $35 \leq R \leq 45 \text{ см}$ . Отметим то важное обстоятельство, что движение фона однозначно связано с перемещением магнитного поршня (область  $B > B_0$  на рис. 4, б точки 2), а устанавливающееся распределение  $n_e(R)$ , как видно из рис. 4, а, б, — с формированием магнитной каверны (область  $0 \leq B < B_0$  на рис. 4, б).

В эксперименте были зарегистрированы анизотропные азимутальные потоки ионов  $j_\phi$  в водородном фоне, которые сопровождали движение магнитного поршня на расстояниях  $R = 10\text{--}30 \text{ см}$ ; для случая  $B_0 = 75 \text{ Гс}$ ,  $n_* = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  они показаны на рис. 6 совместными осциллограммами  $j_\phi(t)$  (кривая 1) и  $\Delta B(t)$ . На больших расстояниях ( $R > 30 \text{ см}$ ) регистрировался азимутальный поток обратного направления, соответствующий движению ионов облака лазерной плазмы в магнитном поле.

Опыты показали, что увеличение массы ионов фона при сохранении значений концентрации электронов  $n_* = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и величины магнитного поля  $B_0 \approx 100 \text{ Гс}$  приводило к прекращению взаимодействия. Так,

$\lambda_m, \text{ см}$		$\frac{M_A =}{v_0 \sqrt{4\pi n_* m_2}}$	$R_0, \text{ см}$	$\left( \frac{R_*, \text{ см}}{\text{теория}} \right)$ $\left( \frac{\text{эксперимент}}{\text{эксперимент}} \right)$	$\delta = \frac{R_*^2}{R_1 R_2}$	$\left( \frac{R_m, \text{ см}}{\text{теория}} \right)$ $\left( \frac{\text{эксперимент}}{\text{эксперимент}} \right)$
$\text{H}^+$	$\text{C}^{+3}$	$B_0$				
210 *	300 *	6—10	62	$\frac{24\text{--}28}{30\text{--}35}$	1—1,6	$\frac{40\text{--}50}{30\text{--}40}$
124 **	170 **	30	50	$\frac{25}{25}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$\frac{12}{\text{—}}$

если возмущение  $n_*$  азотной фоновой плазмы еще наблюдалось, то изменения плотности аргоновой плазмы, а также каких-либо возмущений радиального потока ионов облака на масштабе  $R \leq 40$  см зарегистрировано в ней не было.

**3. Характер взаимодействия. Сравнение с расчетом.** Оценим прежде всего значения основных параметров, характеризующих бесстолкновительное взаимодействие расширяющегося облака лазерной плазмы с замagnetическим водородным фоном в условиях нашего эксперимента и приведенных в таблице.

При отсутствии фоновой плазмы предельный радиус вытеснения поля (радиус магнитной каверны) и совпадающий с ним радиус торможения облака магнитным полем  $B_0 = 75$  Гс должны достигать величины  $R_0 \simeq \simeq 62$  см [17]. Размер магнитной каверны в фоне при  $n_* \simeq (2-4) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> должен был составить  $R_* \simeq 22-28$  см. Однако в результате взаимодействия при движении фона реальное значение  $R_*$  оказалось равным 30-35 см. В этом случае облако теряет на вытеснение магнитного поля  $B_0$  незначительную долю своей энергии ( $\xi_1 = \Delta W/W_0 \simeq (R_*/R_0)^3 \simeq \simeq 0,11-0,18$ ).

В то же время значение параметра  $\delta \simeq 1-1,6$  оказалось достаточно велико, чтобы ожидаемая доля энергии облака [11], передаваемая фону на масштабе  $R_m \simeq 40-50$  см за счет магнитно-ламинарного механизма, составила заметную величину ( $\xi_2 \simeq 0,358 \simeq (0,3-0,6)$ ). Значение  $M_A$ , определяемое по скорости движения переднего фронта облака  $v_0$ , равно  $\simeq 6-10$ .

Таким образом, как показывают оценки, в эксперименте с водородным фоном реализованы условия торможения облака фоном посредством МЛМ-взаимодействия через вихревое электрическое поле.

В полном соответствии с МЛМ зарегистрированные радиальное и азимутальное движения фоновой плазмы однозначно связаны с формированием магнитной каверны и распространением поджатия магнитного поля (см. рис. 3, 4, 6). Кроме того, контрольные эксперименты показали существенную зависимость эффективности взаимодействия от параметра  $\delta$ . При  $\delta < 0,2$  взаимодействие на масштабе  $R \simeq 40$  см прекращалось, причем результат не зависел от метода изменения данного параметра. Снижение осуществлялось как увеличением массы ионов фона до  $m_2 = 40$  а. е. м. при  $B_0 \simeq \text{const}$ , так и изменением магнитного поля. Отметим, в частности, что в эксперименте с аргоновым фоном, основные параметры которого приведены в таблице, движения фоновой плазмы не наблюдалось, и облако могло расходовать энергию только на деформацию магнитного поля. Возмущение радиального потока на расстоянии  $R \leq 40$  см в этом случае не превышало экспериментального разброса  $i_r$  ( $\sim 15\%$ ), наблюдаемого при расширении облака в вакууме ( $n_* = 0$  и  $B_0 = 0$ ). Следовательно, данный эксперимент показал, что потери энергии лазерной плазмы на формирование магнитной каверны действительно малы.

Для более детального изучения возможности описания на основе магнитно-ламинарного механизма наблюдаемой в эксперименте передачи импульса от облака лазерной плазмы окружающему фону проведено численное моделирование исследуемого процесса на основе двумерной гибридной модели [9, 11].

Начальное распределение различных ионных компонентов облака по скоростям в момент  $t = 0$  найдено с учетом автомодельного характера расширения путем выделения анализатором парциальных токов  $j_r^k$  ионов различного сорта  $k$ , идентифицированных по их  $m_k$  и  $z_k$  на основе известного состава мишени. Эти данные по  $(m/z)_k$  и  $j_r^k$  получены на  $R = 250$  см при  $n_* = 0$  и  $B_0 = 0$  методом отсечки ионов с энергией  $m_k v_k^2 / 2 \leq z_k e \phi_k$  тормозящим потенциалом  $\phi$  в анализаторе в сочетании с время-пролетными измерениями скорости  $v_k = R/t_k$  [18]. Водородная фоновая плазма задавалась в расчете с неоднородным радиальным распределением

$n_*(R)$ , аналогичным экспериментальному (см. рис. 4, а). На границе  $R_k = 60$  см задавалось условие непроникновения магнитного поля (идеально проводящая стенка) и полного поглощения частиц.

Результаты расчета представлены на рис. 3, а в виде плотности полного ионного радиального тока  $j_r$ . Сравнение рассчитанного (кривая 3) и измеренного значения  $j_r$  (кривая 2) обнаружило хорошее соответствие как по времени прихода сигнала, так и по амплитуде (различие в максимуме не превышало 40%). Анализ результатов численного моделирования показал, что появление выделенного максимума  $j_r$  обусловлено интенсивным вовлечением в движение фоновой плазмы при  $\delta \geq 1$ , а немонотонный характер спада  $j_r(t)$  после этого максимума связан с некоторыми особенностями численного моделирования движения фона в таких сложных двумерных задачах. На рис. 5 показаны  $R - t$ -диаграммы движения максимума  $j_r$ , построенные по расчетным (сплошные линии) и соответствующим экспериментальным данным, как при разлете облака в фоне без торможения (точки 1,  $B_0 = 0$ ), так и при наличии взаимодействия (точки 2, 3,  $B_0 \neq 0$ ). Видно, что данные численного моделирования радиального движения потока плазмы находятся в хорошем соответствии с результатами измерений вплоть до расстояний  $R \simeq 40$  см.

Расчет позволил более детально проследить динамику передачи энергии в системе облако — магнитное поле — фон. В частности, к моменту времени  $t = 8$  мкс облако теряло  $\sim 30\%$  своей энергии. На начальной стадии основная энергия, как и должно быть при торможении через вихревое электрическое поле, передавалась ионам фона, а на изменение магнитного поля расходовалось лишь около 5%. Достаточно хорошее совпадение величин азимутальных потоков ионов, представленных на рис. 6, полученных в эксперименте (кривая 1) и методом численного моделирования (кривая 2), является веским подтверждением того, что зарегистрированное взаимодействие облака с фоновой плазмой обусловлено именно МЛМ.

Таким образом, в результате выполненных экспериментальных исследований и полученного хорошего соответствия данных опытов и численных расчетов впервые доказано, что за счет магнитного ламинарного механизма даже при  $M_A \gg 1$  может происходить бесстолкновительная передача энергии от облака фону на масштабе  $R_m$ , если достаточно велико значение универсального параметра МЛМ-взаимодействия ( $\delta \geq 1$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С., Палейчик В. В. К вопросу о движении межзвездной среды под действием оболочки новой или сверхновой. — Астрон. журн., 1969, т. 46, № 4.
2. Операция «Аргус». М.: Атомиздат, 1960.
3. Операция «Морская звезда». М.: Атомиздат, 1964.
4. Bohachevsky I. O., Goldstein J. C., Dickman D. O. Plasma behaviour in magnetically protected inertial confinement fusion reactor cavities. — Nuclear Technology/Fusion, 1981, v. 1, N 7.
5. Antonov V. M., Bashurin V. P. et al. Laboratory simulation effects of collisionless interaction in super-Alfvénic space plasma flows. — In: Contr. Pap. Intern. Conf. on Phenom. in Ionized Gases. Düsseldorf, 1983, v. 1.
6. Mendel C. W., Wright T. P. Non-turbulent electric fields in soliton and shock-like structures in magnetized plasmas. — J. Plasma Physics, 1973, v. 10, pt 1.
7. McBride J. B., Ott E. et al. Theory and simulation of turbulent heating by the modified two-stream instability. — Phys. Fluids, 1972, v. 15, N 12.
8. Wright T. P. Early-time model of laser plasma expansion. — Phys. Fluids, 1971, v. 14, N 9.
9. Голубев А. И., Соловьев А. А., Терехин В. А. О бесстолкновительном разлете ионизованного облака в однородную замагниченную плазму. — ПМТФ, 1978, № 5.
10. Захаров Ю. П., Пономаренко А. Г. Бесстолкновительное взаимодействие потоков лазерной плазмы с замагниченной плазменной средой. — В кн.: Взаимодействие лазерного излучения с веществом/Под ред. А. Г. Пономаренко. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
11. Башурин В. П., Голубев А. И., Терехин В. А. О бесстолкновительном торможении ионизированного облака, разлетающегося в однородную замагниченную плазму. — ПМТФ, 1983, № 5.

12. Paul J. W. M., Daughney C. C. et al. Experimental study of collisionless shock waves.— In: Proc. 4th Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research. Madison, 1971, v. 111.
13. Antonov V. M., Gevorkyan L. B. et al. Laboratory simulation of nonstationary processes in solar wind plasma.— In: Contr. Pap. of XV Intern. Conf. on Phenom. in Ionized Gases. Minsk, 1981, pt 1.
14. Антонов В. М., Геворкян Л. Б. и др. Экспериментальные исследования взаимодействия лазерной плазмы с магнитным полем и замагниченной плазменной средой.— В кн.: Взаимодействие лазерного излучения с веществом/Под ред. А. Г. Пономаренко. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
15. Мелехов А. В., Оришич А. М. и др. Мощный  $\text{CO}_2$ -усилитель для генерации плазменных облаков.— В кн.: Взаимодействие лазерного излучения с веществом/Под ред. А. Г. Пономаренко. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
16. Антонов В. М., Захаров Ю. П. и др. Экспериментальное исследование устойчивости взаимодействия сферического облака лазерной плазмы с магнитным полем.— В кн.: VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, т. 2.
17. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле.— ПМТФ, 1963, № 6.
18. Антонов В. М., Захаров Ю. П., Максимов В. В., Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г. Исследование условий формирования облаков лазерной плазмы с числом частиц  $N \sim 10^{19}$  при двухимпульсном облучении мишени. Препринт № 13—84 ИТПМ СО АН СССР, 1984.
19. Koopman D. W., Goforth R. R. Collisional coupling in counter-streaming laser-produced plasmas.— Phys. Fluids, 1974, v. 17, N 8.

Поступила 7/XII 1984 г.

УДК 533.9.01

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ДИНАМИКУ РАСШИРЕНИЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В ФОНОВУЮ МЕНЬШЕЙ ПЛОТНОСТИ

А. В. Мордвинов, В. М. Томозов, В. Г. Файнштейн

(Иркутск)

Нелинейное течение, возникающее при одномерном разлете непотермической ( $T_e > T_i$ ) плазмы с первоначально резкой границей в фоновую с существенно меньшей плотностью ( $n_0 \gg n_\phi$ ), неоднократно исследовалось в численных экспериментах [1—3]. При этом предполагалось, что распределение электронов по скоростям максвелловское (соответственно распределение по энергиям в возникающем электрическом поле бoльцмановское). В то же время известно, что характер нелинейных движений в плазме может существенно зависеть от вида функции распределения электронов  $f_e(v)$  [4—6]. В частности, при расширении бесстолкновительной плазмы в вакуум вид электронной функции распределения заметно влияет на динамику плазмы, эффективность ускорения ионов и на количество энергичных частиц [5, 6]. Можно ожидать, что и эволюция разрыва плотности при  $n_0/n_\phi \gg 1$  также будет зависеть от вида  $f_e(v)$ . Изучение характера этой зависимости представляет физический интерес и особенно важно для астрофизических приложений\*.

В данной работе приводятся результаты численного эксперимента по изучению распада разрыва плотности непотермической плазмы ( $n_0/n_\phi = 10—100$ ) с различными электронными функциями распределения.

---

\* Расширение бесстолкновительной плазмы в менее плотный окружающий фон является, по-видимому, одним из эффективных механизмов генерации высокоэнергичных ионов в солнечных вспышках. В предположении свободного разлета плазменных сгустков (расширение в вакуум) в солнечных вспышках соответствующие оценки сделаны в [7]. Более детальный анализ проблемы с учетом последних наблюдательных данных приведен в [8, 9].