ПМТФ, Т. 34, № 6, 1993

УДК 533.95

*С. А. Никитин, А. Г. Пономаренко*

# ДИНАМИКА И ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ГРАНИЦЫ ТОРМОЖЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА ВЗРЫВА В ДИПОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В рамках идеального МГД-приближения рассмотрим динамику 3-мерного разлета сферического облака разреженной плазмы в вакуум при наличии внешнего неоднородного магнитного поля дипольной структуры. При быстром расширении плазмы, например за счет выделившейся при взрыве энергии, на стадии разлета, близкого к радиальному, происходит эффективное торможение границ облака в результате взаимодействия индуцированных поверхностных токов с магнитным полем. Необходимо найти конфигурацию и положение фронта плазмы в зависимости от времени, а также установить пределы ее распространения, обусловленные эффектом торможения. Интерес к этой проблеме связан прежде всего с изучением нестационарных процессов взрывного характера в космической плазме [1], в частности с анализом глобальной устойчивости магнитосферы Земли при оценках эффективности взрывных методов ее защиты от столкновений с астероидами и кометами [2, 3].

В подобной постановке задача исследована только в самом простом случае — при однородном внешнем поле [4]. Случай с дипольным полем рассматривался в [5] для сравнительно малых энергий взрыва и соответственно малых отклонений формы плазменного образования от сферы. Оценки размеров и конфигурации области торможения в поле точечного диполя проведены нами в [6]. В целом проблема мало изучена из-за отсутствия по причине сложности создания необходимых 3-мерных нестационарных численных моделей.

Предлагаемое исследование основано на простых соотношениях для обобщенных характеристик движения — энергии и давления — и не учитывает роли магнитной диффузии, что позволяет найти основные закономерности 3-мерной динамики торможения при минимальном числе исходных параметров. Проводится сравнение расчетной модели с результатами эксперимента по изучению разлета облаков лазерной плазмы в дипольном поле на стенде КИ-1 [7]. Цель такого подхода заключается в оценке возможностей гидродинамического метода и получении предварительных данных, необходимых для построения более строгих моделей.

**1. Анализ модели торможения.** Следуя [4], где рассмотрена задача о расширении сверхпроводящей сферы во внешнем однородном магнитном поле, нетрудно показать, что работа пондеромоторных сил $A$ над частицами идеально проводящего плазменного облака меняющейся формы за время его расширения $t$ в поле произвольной конфигурации равна работе сил магнитного давления $\mathrm{B}_s^2/8\pi$ на его поверхности $S$, записанной в виде

$$A = -\frac{1}{8\pi}\int\limits_0^t\int\limits_S \mathrm{B}_s^2\,(d\mathbf{s}\cdot\mathbf{v})\,dt, \tag{1.1}$$

где $d\mathbf{s} = \mathbf{n}_s ds$ — элемент поверхности ($\mathbf{n}_s$ — вектор нормали), задаваемой радиусом-вектором $\mathbf{r}_s = \mathbf{r}_s(t)$ относительно точки инжекции (ТИ) облака; $\mathbf{v} = d\mathbf{r}_s/dt$ — скорость перемещения этого элемента; $\mathbf{B}_s = \mathbf{B}_s(\mathbf{r}_s)$ — возмущенное магнитное поле на его поверхности. Выражение (1.1) учитывает, что для условий полного вытеснения поля из объема, занимаемого плазмой $(\mathbf{B}_s \cdot \mathbf{n}_s = 0)$, поверхностная плотность мощности пондеромоторных сил пропорциональна скалярному произведению $\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{v}$. В [4] аналогичный фактор не возникает, так как в предположении сферичности облака и строго радиального характера движения

$$d\mathbf{s}\cdot\mathbf{v}/|\mathbf{v}| = ds.$$

Кинетическая энергия облака меняется со временем согласно уравнению

$$\mathscr{E}(t) = \mathscr{E}_0 + A(t)$$

($\mathscr{E}_0$ — начальная энергия радиального разлета при $t = 0$). Динамика взаимодействия плазмы с полем зависит также от баланса газодинамического и магнитного давлений на граничной поверхности:

$$2m_i n_i \left|(\mathbf{w} - \mathbf{v})\,\mathbf{n}_s\right|^2 = \mathbf{B}_s^2/8\pi.$$

Здесь $\mathbf{w}$ и $n_i$ — скорость и плотность ионов в пограничном слое Чепмена — Ферраро; $m_i$ — ионная масса. В приближении радиального разлета ($\mathbf{v} = \mathbf{e}_r v$, $\mathbf{w} = \mathbf{e}_r w(\mathbf{r}_s)$, $\mathbf{e}_r$ — единичный радиальный орт)

$$(1.2)\qquad 2m_i n_i (w - v)^2 \cos^2\chi = \mathbf{B}_s^2/8\pi, \quad \cos\chi = \mathbf{e}_r\cdot\mathbf{n}_s.$$

В отличие от [4] уравнение баланса давлений используется в более общем виде, так как (1.2) содержит множитель $\cos^2\chi$, зависящий от угла наклона плазменного потока к нормали граничной поверхности $\chi$.

Движению плазмы в произвольном направлении из точки инжекции в малый телесный угол $d\Omega$ отвечает уравнение дифференциального энергетического баланса, которое при сферической симметрии начальных условий имеет вид

$$(1.3)\qquad d\mathscr{E}/d\Omega = \mathscr{E}_0/4\pi + dA/d\Omega.$$

Полагая при $t = 0$, что $w = v = v_0$, и используя обычное приближение инерциального разлета, в котором $n_i = \mathrm{const}/r_s^3$, а распределение скорости $\sim r/r_s$, найдем $\mathscr{E}_0 = 0{,}3Mv_0^2$ ($M$ — совокупная масса облака). Выразим $d\mathscr{E}/d\Omega$ в том же приближении (т. е. не учитывая эффект группирования плазмы вблизи граничной поверхности в результате торможения) через скорость ионов на фронте $w$:

$$(1.4)\qquad d\mathscr{E}/d\Omega = 0{,}3Mw^2/4\pi.$$

Объединение (1.1)—(1.4) дает уравнение движения границы в заданном направлении (в подобном виде, но без учета фактора $\cos^2\chi$ оно используется также в [8]):

$$(1.5)\qquad dr_s/dt = [(\mathscr{E}_0 + 4\pi dA/d\Omega)/0{,}3M]^{1/2} - (\mathbf{B}_s^2 V/16\pi M\cos^2\chi)^{1/2},$$

$$4\pi dA/d\Omega = -\frac{1}{2}\int_0^{r_s} \mathbf{B}_s^2 \cos\chi\, r^2 dr.$$

Первое слагаемое в (1.5) описывает изменение кинетической энергии разлета, второе связано с динамическим балансом давлений и зависит от эффективного объема соответствующего элемента облака $V \sim n_i^{-1}$. Из условия $dr_s/dt = 0$ можно найти радиус границы полного торможения $r_*$. В модели с расширяющейся сферой в однородном поле $B_0$ этот радиус дается выражением [4]

$$r_* = R_B = (3\mathscr{E}_0/B_0^2)^{1/3}$$

и является асимптотическим пределом при бесконечно большом времени полного торможения (в этом случае используют понятие конечного времени торможения $\tau_*$, при котором $r_*/R_B$ близко к единице). В общем случае $r_*$ зависит от направления, причем время полного торможения может стать конечным в результате быстрого увеличения второго слагаемого в (1.5) при изменении $V$ и $\cos^2\chi$. Очевидно, что параметр $V$ должен соответствовать действительному объему облака на поздних стадиях разлета после значительного перемешивания траекторий вследствие отражений частиц от затормозившейся границы. В частности, такое определение $V$ использовано в [8], где исследуется эволюция сверхпроводящего плазменного эллипсоида во внешнем однородном поле (торможение сферического облака является фактически начальным этапом в этой модели). В нашем случае при описании стадии торможения достаточно ограничиться «локальным» определением $V \sim r_s^3$, применяемым независимым образом для каждого из направлений.

На основе уравнения движения (1.5) рассмотрим задачу расширения плазменного облака в поле магнитного диполя, пользуясь простыми приближениями возмущенного поля.

**2. Зависимость границ торможения от начальной энергии облака.** Оценим размеры и конфигурацию области торможения (ОТ), в пределах которой $dr_s/dt \geqslant 0$, в зависимости от единственного параметра — начальной энергии разлета $\mathscr{E}_0$. Для этого, во-первых, приравняем (1.5) нулю. Во-вторых, пренебрежем влиянием баланса давлений (по оценкам, в рассматриваемом подходе оно мало из-за сильной неоднородности внешнего поля), что равносильно приближению нулевой энергии плазмы в конце стадии торможения ($w = v = 0$). Наконец, в-третьих, положим $\cos\chi = 1$. Получим уравнение дифференциального баланса энергии в виде

$$d\mathscr{E}_0/d\Omega \simeq \frac{1}{8\pi}\int_0^{r_*} \mathbf{B}_s^2\, r_s^2\, dr_s. \tag{2.1}$$

В «квазисферическом» приближении исходное поле $\mathbf{B}_d(\mathbf{r}_s)$ можно связать с возмущенным полем $\mathbf{B}_s(\mathbf{r}_s)$ соотношением

$$\mathbf{B}_s^2 = k_s\, \mathbf{B}_d^2 = 3\mathbf{B}_d^2/2, \tag{2.2}$$

которое имеет место для среднего по угловой зависимости квадрата поля на поверхности сверхпроводящей сферы, помещенной в однородное поле [4]. В общем случае коэффициент «поджатия» $k_s$ — переменная локальная характеристика, определяемая формой плазменного образования в данный момент времени. Соотношение (2.2) можно и удобно использовать по следующим соображениям. При больших масштабах ОТ эффективное значение $k_s$ определяется усреднением отношения $\mathbf{B}_s^2/\mathbf{B}_d^2$ по времени с учетом значительной перестройки структуры поля и формы граничной поверхности. Кроме того, из-за сильной зависимости (2.1) от радиуса (для сферы в однородном поле $d\mathscr{E}_0/d\Omega \sim R_B^3$) даже сравнительно заметная вариация $k_s$ не может привести к качественному изменению результатов оценок. Наконец, в пределе слабого проявления неоднородности (при малых размерах облака — $R_B \ll R_0$, см. ниже) соотношения (2.1) и (2.2) дают известные результаты [4].

В дальнейшем используем следующие обозначения. Пусть $\mathbf{m}$ — магнитный момент диполя, $R_0$ — расстояние от его центра до ТИ, при этом $\lambda_0$ — широтный угол, определяющий положение ТИ относительно экваториальной плоскости (ЭП) диполя. Введем углы $\lambda = \pi/2 - \theta$ и $\varphi$, где $\theta$ и $\varphi$ — полярный и азимутальный углы сферической системы координат для правой декартовой тройки $XYZ$ с началом в ТИ, у которой ось $X$ направлена вдоль «оси разлета», соединяющей ТИ и диполь, а ось $Z$ лежит в его меридиональной плоскости. Используем также безразмерные величины радиуса $b = r_s/R_0$ и энергии

$$\varkappa = 3\mathscr{E}_0 R_0^3/\mathbf{m}^2 = (R_B/R_0)^3.$$

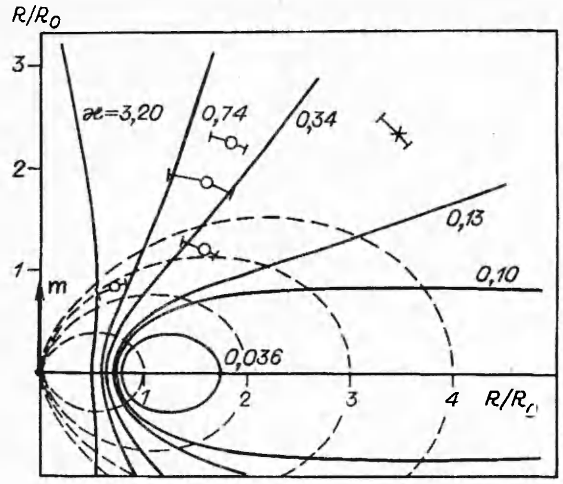


Рис. 1

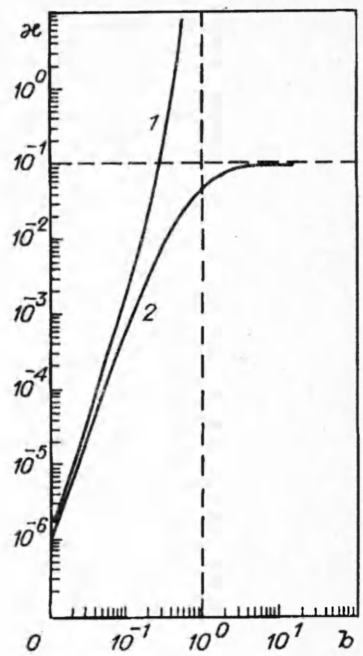


Рис. 2

Это дает возможность получить из (2.1) нормализованное интегральное уравнение граничной поверхности ОТ [6] (коэффициент 3/4 перед интегралом опущен как малосущественный):

$$(2.3)\qquad \varkappa = 3 \int\limits_0^{b(\lambda_0,\lambda,\varphi)} \{3\sin^2\lambda_0\,[\xi(\operatorname{ctg}\lambda_0\sin\lambda + \cos\lambda\cos\varphi) + 1]^2/Q^4 + Q^{-3}\}\,\xi^2\,d\xi,$$

$$Q = 1 + 2\xi\cos\lambda\cos\varphi + \xi^2.$$

Здесь $R_B = (3\mathscr{E}_0/\mathbf{B}_{d0}^2)^{1/3}$ — приведенный радиус торможения, отвечающий значению поля $\mathbf{B}_{d0}$ в точке с радиусом $R_0$ на экваторе. Рассмотрим для определенности случай экваториального расположения ТИ ($\lambda_0 = 0$). На рис. 1 показаны меридиональные сечения ($\varphi = 0$) ОТ, рассчитанные из уравнения (2.3) при разных значениях параметра $\varkappa$, который назовем энергетическим критерием взаимодействия. Соответствующие экваториальные сечения ОТ ($\lambda = 0$) отличаются несколько большими размерами поперек «оси разлета» вследствие меньшей величины эффективного магнитного давления. Критическое значение параметра $\varkappa$ определяется согласно [6] как

$$(2.4)\qquad \varkappa_c = \lim_{\substack{b\to\infty\\ \lambda=\varphi=0}} \varkappa(b) = 3\int\limits_0^\infty \xi^2\,d\xi/(1+\xi)^6 = 1/10.$$

Граница ОТ в направлении спада поля отодвигается в бесконечность при $\varkappa \gtrsim \varkappa_c$. Происходит «прорыв» плазмы в конус, определяемый расчетным сечением ОТ (см. рис. 1). В случае $\varkappa \ll \varkappa_c$ имеет место режим «квазизахвата», когда значительное торможение наблюдается и в направлении спадания поля. На рис. 2 построены кривые торможения $\varkappa(b)$, отвечающие решениям уравнения (2.3) в двух направлениях ($\lambda_0 = 0$) — к диполю при $\lambda = \pi$, $\varphi = 0$ ($b_+$ — кривая *1*) и от диполя при $\lambda = \varphi = 0$) ($b_-$ — кривая *2*):

$$\varkappa = 3\left|\frac{1}{3}(1 + b_\pm)^{-3} - \frac{1}{2}(1 \mp b_\pm)^{-4} + \frac{1}{5}(1 \mp b_\pm)^{-5} - \frac{1}{30}\right|.$$

В случае расположения ТИ вне экваториальной плоскости ($\lambda_0 \neq 0$) значение $\varkappa_c$, определяемое подобно (2.4) при $\lambda = \varphi = 0$, растет как $(1 + 3\sin^2\lambda_0)/10$, что дает $\varkappa_c \to 0{,}4$ при $\lambda_0 \to \pi/2$. В то же время критерием «прорыва» строго поперек силовых линий при $\lambda_0 = \pi/2$ служит согласно (2.3) соотношение $\varkappa \gtrsim \varkappa_c = 15\pi/32$ ($\lambda = \pi/2$, $\varphi = 0$ или $\lambda = 0$, $\varphi = \pi/2$). Поэтому обобщенной оценкой для высоких широт ($\lambda_0 \to \pi/2$) можно считать $\varkappa_c \sim 1$. Отметим, что конус «прорыва» при $\lambda_0 \neq 0$ ориентирован вдоль линии градиента внешнего поля, которая в данном случае не совпадает с «осью разлета».

При малых радиусах торможения вдоль «оси разлета» имеем ($\lambda_0 = 0$, $b \ll 1$)

$$b_\pm \approx [\varkappa/(1 \pm 9\varkappa^{1/3}/2)]^{1/3},$$

откуда выводим степень асимметрии границ торможения

$$\eta = 1 - b_+/b_- \approx 3\varkappa^{1/3}.$$

В частности, для параметров натурного эксперимента [9] оценка $\eta \sim 5$ % ($\varkappa \sim 10^{-5}$), а для [10] $\eta \sim 50$ % ($\varkappa \sim 10^{-2}$). В режиме «квазизахвата» ($\varkappa \ll \varkappa_c$) за характерное время торможения $\tau_* \sim R_B/v_0$ центр масс облака смещается на расстояние $\Delta R \sim \eta\varkappa^{2/3}R_0/2 \ll R_0$ и, следовательно, приобретает скорость $u \sim v_0\varkappa^{1/3}$. Такую же оценку можно получить для скорости эквивалентного облаку точечного магнитного диполя [5], ускоряемого градиентом внешнего поля и имеющего момент, который на указанном масштабе времени меняется от нуля до $\mu = -\frac{1}{2}\mathbf{B}_{d0} R_0^3 \varkappa$. Таким образом, оценки дают правильное представление о размерах облака и на стадии «всплывания» без прямого обращения к моделям движения его как целого ($\varkappa \ll \varkappa_c$). В другом предельном случае (при $\varkappa \gtrsim \varkappa_c$) расчетные сечения ОТ имеют смысл интегральных по времени пределов распространения плазмы во внешнем дипольном поле.

**3. Метод расчета динамики торможения.** При исследовании динамики плазменного фронта с помощью уравнения (1.5) требуется учесть особенности распределения возмущенного поля, не принятые во внимание при оценке границ торможения. Отмеченная выше слабая чувствительность проведенных оценок к значению коэффициента «поджатия» $k_s$ относится прежде всего к режиму «прорыва», т. е. к случаю крупномасштабной ОТ ($R_B \gtrsim R_0$). Локальное поведение $k_s$ становится существенным при $\varkappa < \varkappa_c$, т. е. на сравнительно малых пространственных масштабах. В частности, там, где исходные силовые линии перпендикулярны граничной поверхности, значение $k_s$ вследствие диамагнетизма плазмы близко к нулю, что приводит к заметному ослаблению эффекта торможения. Для учета таких особенностей применим приближение возмущенного поля в виде

$$\mathbf{B}_s \approx -\frac{3}{2}[\mathbf{n}_s \times [\mathbf{n}_s \times \mathbf{B}_d]]. \tag{3.1}$$

Соотношение (3.1) является строгим для случая сверхпроводящей сферы в однородном поле $\mathbf{B}_0 = \text{const}$, если им заменить локальное поле диполя $\mathbf{B}_d(\mathbf{r})$. Данное приближение основано на тождестве общего вида [11]

$$\mathbf{B}_s(\mathbf{r}_s) = 2\mathbf{B}_d(\mathbf{r}_s) + \int_S [\mathbf{n}_s \times \mathbf{B}_s] \times \mathbf{r}' ds/2\pi|\mathbf{r}'|^3,$$

в котором присутствует интеграл, необходимый для учета кривизны токовой поверхности $S$ (вектор $\mathbf{r}'$ проведен от элемента тока в точку наблюдения). При этом он обеспечивает зануление нормальной компоненты результирующего поля ($\mathbf{B}_s\mathbf{n}_s = 0$) и поправляет вклад первого слагаемого в тангенциальную компоненту, равный $-2[\mathbf{n}_s \times [\mathbf{n}_s \times \mathbf{B}_d]]$ и связанный с током в касательной плоскости к поверхности $S$ в точке наблюдения.

В «главном» меридиональном сечении облака, проходящем через центр диполя и ТИ и совпадающем с плоскостью симметрии, можно рассматривать (1.5) как систему уравнений движения элементов плазменной поверхности в различных по углу $\lambda$ направлениях. Согласно (3.1), это секторное приближение определено для самосогласованного поля, поскольку $\cos\chi = \mathbf{n}_s\mathbf{e}_r$ зависит от геометрии границы в целом. На каждом временном шаге интегрирования данной системы по совокупности радиусов разлета $\{r_{sj}\}$ вычисляется вектор нормали ($j$ — номер сектора)

$$\mathbf{n}_s(\lambda_j) = -\nabla F/|\nabla F|,$$

где $F = r - r_s(\lambda, t) = 0$ — уравнение плазменной границы в указанном сечении. Ниже приведены результаты подобного расчета динамики торможения для параметров эксперимента с облаками лазерной плазмы на установке КИ-1.

**4. Сравнение с данными эксперимента.** Для сравнительного анализа используем данные эксперимента [7], в котором квазисферические облака лазерной плазмы создавались путем двустороннего симметричного воздействия импульса $CO_2$-лазера на капролактамовый шарик малых размеров, помещенный в вакуумной камере вблизи токовой катушки с амплитудой момента $|\mathbf{m}| \leqslant 10^7$ Гс·см$^3$.

На рис. 3 показаны фотографии свечения лазерной плазмы, полученные с помощью чувствительного электронно-оптического преобразователя (ЭОП) в методике с напуском в камеру слабого нейтрального водородного фона [7] (свечение плазмы поддерживается за счет возбуждения ионов облака $C^{+4}$ в процессах перезарядки). С временным разрешением ~10 нс зарегистрировано главное меридиональное сечение облака в момент $t = 0{,}7$ мкс от начала расширения в ситуации при $\mathbf{B}_d = 0$ (рис. 3, *а*) и в тот же момент при $\mathbf{B}_d \neq 0$ (рис. 3, *б*). Инжекция происходила в ЭП ($\lambda_0 = 0$) на радиусе $R_0 = 22$ см в точке с полем $|\mathbf{B}_{d0}| \simeq 10^3$ Гс. Кинетическая энергия облака (по данным электрических зондов Ленгмюра [12]) $\mathscr{E}_0 \simeq 13$ Дж, начальная скорость разлета $v_0 \approx 2{,}2 \cdot 10^7$ см/с, полное число заряженных частиц $\sim 10^{17}$. Край свечения на ЭОПограммах соответствует фронту облака, где концентрация ионов падает до $\lesssim 10^{12}$ см$^{-3}$. Из сравнения рис. 3, *а* и 3, *б* следует, что граница облака тормозится по всем направлениям в согласии с теоретическим представлением о режиме «квазизахвата» (соответствующее значение параметра $\varkappa \simeq 0{,}036 < \varkappa_c = 1/10$). Момент $t = 0{,}7$ мкс является промежуточным на стадии торможения в данном случае, так как расчетная граница ОТ (изображена на рис. 1 кривой для $\varkappa = 0{,}036$) достигается плазмой в направлении к диполю за ~0,3 мкс, от диполя за ~1 мкс и поперек «оси разлета» за ~0,5 мкс. Меридиональное сечение при $t = 0{,}7$ мкс рассчитано по уравнению (1.5) для 16 секторов в полуплоскости $0 \leqslant \lambda \leqslant \pi$ (при $\pi \leqslant \lambda \leqslant 2\pi$ фронт зеркально-симметричен) и представлено заштрихованной областью на рис. 4. Здесь же для сравнения штрихами нанесена контурная линия, отвечающая приблизительно половинному уровню амплитуды свечения на фронте ЭОПограммы рис. 3, *б*. Данные расчета и наблюдения практически совпадают на «оси разлета». В направлении поперек оси также имеется их количественное соответствие при том, что расчетный фронт несколько отстает от фронта свечения. Серповидная форма меридионального сечения объясняется наличием двух областей минимального давления, которые при $t = 0$ отвечают направлениям $\lambda = \pm\pi/2$, а затем смещаются в сторону диполя,

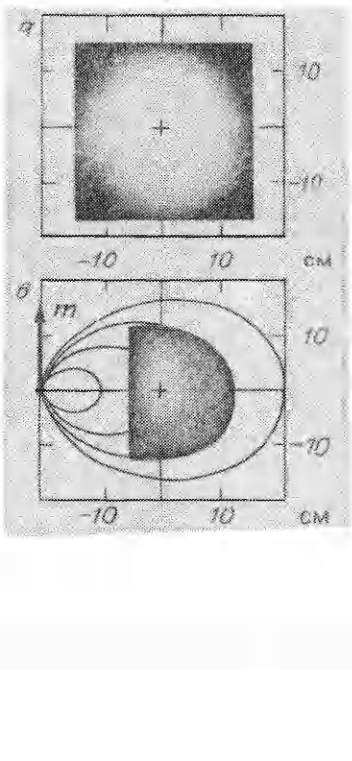


Рис. 3

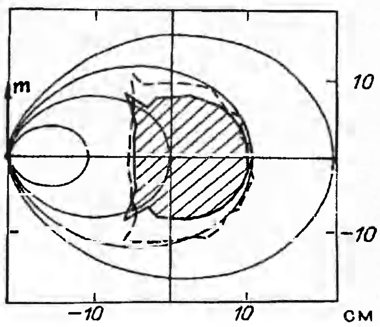


Рис. 4

следуя за искривлением исходных силовых линий (см. рис. 4). Добавим, что при наблюдении свечения плазмы в экваториальной плоскости данные ЭОПграмм также показывают соответствие расчетных и измеренных границ облака на стадии торможения в режиме «квазизахвата».

Режим «прорыва» исследовался в основном с помощью электрических зондов, измеряющих угловое распределение радиального потока плазмы в единицу телесного угла $dN/d\Omega$ в меридиональной плоскости диполя. В отсутствие поля ($\mathbf{B}_d = 0$) зонды показывают относительно изотропный характер разлета из области взаимодействия лазерного излучения с веществом мишени. При $\mathbf{B}_d \neq 0$ в результате отражения потока от «магнитной стенки» на границе ОТ зонд, находящийся в пределах конуса ОТ ($\varkappa > \varkappa_c$), будет регистрировать увеличение $dN/d\Omega$ в сравнении с ситуацией без поля. Если зонд выходит за пределы ОТ, поток частиц на него должен заметно уменьшаться.

На рис. 1 показаны положения электрических зондов, отвечающие уровню половинного ослабления потока $dN/d\Omega$ в эксперименте с параметром $\varkappa \approx 0{,}7$ (кружки) и $\varkappa \approx 0{,}13$ (крестик). Демонстрируемая на рис. 1 погрешность экспериментальных точек связана с ошибкой определения этого уровня по углу наблюдения. В совокупности такие точки должны описывать границу ОТ при фиксированной начальной энергии облака $\mathscr{E}_0$. Точность определения $\mathscr{E}_0$ в эксперименте была не хуже 50 %, поэтому сравнение приведенных данных с расчетными сечениями ОТ на рис. 1 позволяет сделать вывод, что теоретические представления о конусе «прорыва» в указанных пределах соответствуют наблюдениям.

Предварительные измерения, выполненные с помощью системы 2-компонентных магнитных зондов, показали наличие полного диамагнитного эффекта в облаке лазерной плазмы в начале разлета. К концу стадии торможения происходит аномально быстрое проникновение поля в плазму на масштабе, заметном по сравнению с характерным радиусом торможения $R_0\varkappa^{1/3}$, при сохранении близкого к нулю поля в центральной части облака. Тем не менее при анализе эксперимента с интересующей нас точки зрения влиянием диффузии еще можно пренебречь, поскольку приведенные результаты демонстрируют достаточно эффективное торможение плазмы неоднородным полем, а также возможность приближенного описания ее динамики в модели с идеальной проводимостью.

**5. Обсуждение результатов.** Найден энергетический критерий взаимодействия плазменного облака взрыва с дипольным магнитным полем, определяемый параметром $\varkappa = \mathscr{E}_0/\mathscr{E}_\text{м}$, где $\mathscr{E}_\text{м}$ — интеграл энергии поля диполя за пределами сферы радиуса $R_0$ ($\mathscr{E}_\text{м} = \mathrm{m}^2/3R_0^3$). В случае экваториальной инжекции при $\varkappa \gtrsim \varkappa_c = 1/10$ происходит «прорыв» плазменного фронта поперек линий поля, а при $\varkappa \ll \varkappa_c$ реализуются условия для «квазизахвата» плазмы на масштабе $\sim R_B = R_0\varkappa^{1/3}$ с одновременным переходом стадии торможения границ в стадию ускорения центра масс за счет градиента магнитного давления. Получено обобщенное уравнение граничной поверхности и рассчитаны сечения ОТ для различных значений $\varkappa$. В режиме «прорыва» границам ОТ отвечают границы разлета плазмы в дипольном поле, так как, согласно условию (1.2), плазменный поток в результате значительного замедления фронта отражается от «магнитной стенки», оставаясь внутри «конуса» ОТ (см. рис. 1). В секторном приближении и с учетом самосогласованного характера изменений геометрии облака и магнитных возмущений рассчитана динамика торможения плазменного фронта. При этом используется сравнительно простая методика приближенного определения вектора возмущенного поля на поверхности идеально проводящего облака произвольной формы.

Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с проанализированными данными эксперимента на стенде КИ-1. Подтвержден предсказываемый в рамках идеальной МГД-модели характер движения плазмы на начальной стадии торможения в зависимости от параметра $\varkappa$.

Авторы выражают признательность участникам эксперимента на стенде КИ-1 Ю. П. Захарову, А. М. Оришичу, В. М. Антонову и В. Н. Снытникову за активное обсуждение результатов данной работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Геворкян Л. Б., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. и др.** О развитии методов моделирования некоторых астрофизических явлений в лабораторном эксперименте/Физическая газодинамика: Сб. науч. тр. Аэрофизические исследования ИТПМ СО АН СССР.— Новосибирск, 1976.— Вып. 6.
2. **Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г.** Глобальные возмущения магнитосферы Земли и экологический прогноз // Тез. докл. 2-го науч.-техн. сем. «Космос и экология».— Туапсе, 1992.
3. **Zakharov Yu. P., Nikitin S. A., Orishich A. M., Ponomarenko A. G.** Laboratory simulation on the magnetospheric hazard processes // Hazards due to Comets and Asteroids: Abstrs of conf., Tucson, USA, 1993.
4. **Райзер Ю. П.** О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // ПМТФ.— 1963.— № 6.— С. 19—28.
5. **Метелкин Е. В.** О поляризации плазменного облака, расширяющегося в неоднородном магнитном поле // ПМТФ.— 1989.— № 3.— С. 12—18.
6. **Пономаренко А. Г., Никитин С. А.** Оценка размеров и конфигурации области торможения облака диамагнитной плазмы, расширяющейся в поле магнитного диполя // Отчет ИТПМ СО АН СССР.— Новосибирск, 1989.— № 1937.
7. **Zakharov Yu. P., Orishich A. M., Ponomarenko A. G., Snytnikov V. N.** Laboratory study of collisionless interaction processes between supernova-like ejectas and magnetized background under conditions of laser-produced plasma experiments // Int. Conf. on Plasma Science, Innsbruck, 1992.— (Europhys. Conf. Abstr. Ser.— 1992.— V. 16C, pt 3.— P. 1689—1692).
8. **Метелкин Е. В., Сорокин В. М.** Геомагнитные возмущения, генерируемые разлетом плазменных образований // Геомагнетизм и аэрономия.— 1988.— Т. 28.— С. 756—759.
9. Операция «Аргус».— М.: Атомиздат, 1960.
10. Операция «Морская звезда».— М.: Атомиздат, 1964.
11. **Акасофу С. И., Чепмен С.** Солнечно-земная физика.— М.: Мир, 1975.— Ч. 2.
12. **Захаров Ю. П.** Особенности зондовых методов исследования взаимодействия потоков лазерной плазмы с замагниченной фоновой средой // Мощные $CO_2$-лазеры для плазменных экспериментов и технологии/Под ред. А. Г. Пономаренко.— Новосибирск, 1986.— С. 125—132.


*г. Новосибирск* *Поступила 29/III 1993 г.*

---

УДК 533.6.011:519.6+535.34

*А. В. Еремин, В. С. Зиборов*

# РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ СТРУИ ДИССОЦИИРОВАННОГО $CO_2$

Экспериментально исследованы эмиссионные свойства рекомбинационной полосы ($^1B_2 \to X^1\Sigma_g^+$) $CO_2$ в колебательно-неравновесной струе смеси 20 % $CO_2$ + 80 % Ar в диапазоне температур торможения от 2600 до 4600 K. Анализ зависимостей заселенностей различных энергетических состояний электронно-возбужденных молекул $CO_2$ ($^1B_2$) от поступательной и колебательной температур потока и концентраций продуктов диссоциации CO и O определил основные характеристики механизма формирования функции распределения оптически активных молекул. Показано, что спектральное распределение интенсивностей рекомбинационного излучения $CO_2$ в исследованном диапазоне режимов может быть описано в предположении равновесия между распределением оптически активных молекул и полной энергией реагентов при двухчастичной рекомбинации CO ($^1\Sigma$, $v$) +O ($^3P$).

В [1, 2] экспериментально исследован процесс обеднения высоковозбужденных состояний в диссоциирующем углекислом газе. Цель данной работы — экспериментальное изучение процесса, обратного по отношению к исследованному в [1, 2],— перезаселения электронно-возбужденных состояний $CO_2$ при неравновесной рекомбинации в сверхзвуковой струе.