

УДК 621.378.826:533.9

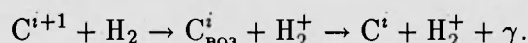
**ПРИМЕНЕНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕЗАРЯДКИ
В ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ
С ДИПОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ***

*И. Ф. Шайхисламов, В. М. Антонов, Ю. П. Захаров,
А. В. Мелехов, В. Г. Посух, В. О. Стояновский*

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск*

В настоящей работе приведены результаты исследований по применению процесса перезарядки для регистрации концентрации ионов в модельных экспериментах с лазерной плазмой. Новый диагностический метод применен в эксперименте по расширению лазерной плазмы в дипольном магнитном поле. Получены новые как качественные, так и количественные данные о динамике плазмы, которые могут представлять интерес при изучении взрывных процессов в магнитосфере Земли [1, 2]. Работа посвящена в основном применению новой диагностики.

1. Метод определения концентрации ионов плазмы по свечению, возбуждаемому перезарядкой. Рассмотрим свободно расширяющееся облако плазмы, создаваемое воздействием лазерного излучения на мишень. Линейчатое свечение такой плазмы, расширяющейся в вакуум, имеет чисто рекомбинационный характер. При напуске фонового газа (при условии, что длина упругих столкновений между плазмой и газом намного больше размера области наблюдений) за счет реакции перезарядки появляется свечение, связанное с перезарядным возбуждением ионов:



Здесь i — заряд иона; H_2 (молекулярный водород) — фоновый газ, использованный в экспериментах; γ — квант света.

Как известно, при относительно малых энергиях столкновений свечение определенных линий иона i показывает наибольшую чувствительность к перезарядке. Зависимость свечения таких линий от концентрации газа исследовалась в [3]. Уравнения, описывающие перезарядное взаимодействие и свечение лазерной плазмы с фоновым газом, анализируются в [4].

Пусть выполняются условия

$$n_{i+1} \gg n_{i+2} \quad (n_i \text{ — концентрация ионов } i \text{ в плазме}), \quad R_c \ll R_\sigma^{i+1},$$

где $R_c = \sqrt{\sum_i N_i \sigma_i}$; N_i — полное число ионов i облака, пролетевших через точку наблюдения в единичном телесном угле; σ_i — сечение перезарядки иона i в $i-1$; $R_\sigma^i = 1/n_\Phi / \sigma_i$ — длина перезарядки иона i на фоновом газе с концентрацией n_Φ . Тогда свечение иона J_i , возбуждаемое за счет перезарядки, связано с концентрацией n_{i+1} иона $i+1$ следующим образом:

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-02-04605-а).

$$n_{i+1}(R, t) \sim J_i(R, t) \exp \left[\left(\frac{R_c}{R} \right)^2 + R/R_c^{i+1} / \sigma_{i+1} V \right]$$

(R — расстояние от точки наблюдения до мишени, V — скорость ионов).

Как видно, метод применим в диапазоне $R_c < R < R_\sigma$. При $R < R_c$ отсутствуют нейтралы, поскольку они полностью перезаряжаются на этих расстояниях облаком плазмы, а при $R > R_\sigma$ сильно уменьшается число ионов облака за счет перезарядки на нейтралах. Метод практически реализуется следующим образом. В экспериментальный объем напускается нейтральный газ, и выбирается соответствующая линия свечения необходимого иона плазмы так, чтобы выполнялись все перечисленные условия и возбуждалось достаточно интенсивное перезарядное свечение. При этом необходимо выделить перезарядное свечение на фоне изначально присутствующего рекомбинационного. При $R \ll R_\sigma$ изменение ионного состава незначительно. А как было установлено в [5], при давлениях газа $p < 10$ Па и концентрации плазмы больше или порядка концентрации газа изменения температуры лазерной плазмы также незначительны. Это означает, что при напуске газа к неизменному рекомбинационному свечению добавляется перезарядное. Таким образом, для выделения нужного свечения линии иона необходимо измерить свечение этой линии без газа и с газом, а затем вычесть одно из другого.

2. Схема экспериментов. Схема экспериментов, за исключением дипольного магнитного поля, аналогична приведенной в [4]. Эксперименты с дипольным магнитным полем впервые подробно описаны в [1].

Опыты проводились на стенде КИ-1 в камере длиной 5 м и диаметром 1,2 м [6]. Для создания облака плазмы использовался CO_2 -усилитель, генерирующий колоколообразный импульс с шириной по полувысоте 100 нс. В качестве мишени использовалась капролоновая ($\text{C}_6\text{H}_{11}\text{ON}$) сферическая таблетка диаметром 4 мм. При облучении таблетки с двух противоположных направлений пучками излучения, сфокусированными в пятна диаметром 7 мм, создавалось квазисферическое облако плазмы с полным числом ионов $N_0 = 2,5 \cdot 10^{17}$, скоростью расширения фронта $V = 2 \cdot 10^7$ см/с и полной энергией $E_0 = 7 \div 10$ Дж. При используемых интенсивностях лазерного облучения ($\sim 10^{10}$ Вт/см²) в передней части облака присутствуют в основном ионы водорода и углерода с зарядом +3, +4.

Для регистрации свечения плазмы применялся электронно-оптический преобразователь (ЭОП), работающий в кадровом режиме, с длительностью экспозиции 50 нс и пространственным разрешением 0,5 см. Необходимый спектральный интервал выделялся интерференционным фильтром [4].

Свечение плазмы регистрировалось с применением фильтра ($\Delta\lambda = 5$ нм) на линию-дуплет 580,1 и 581,1 нм иона C^{+3} . Эта линия видимого диапазона максимально возбуждается при перезарядке иона C^{+4} на H_2 [3] с сечением перезарядки $\sigma = 2 \cdot 10^{-15}$ см² [7]. Давление остаточного газа в камере $p = 5 \cdot 10^{-4}$ Па. Для возбуждения перезарядки напускался водород H_2

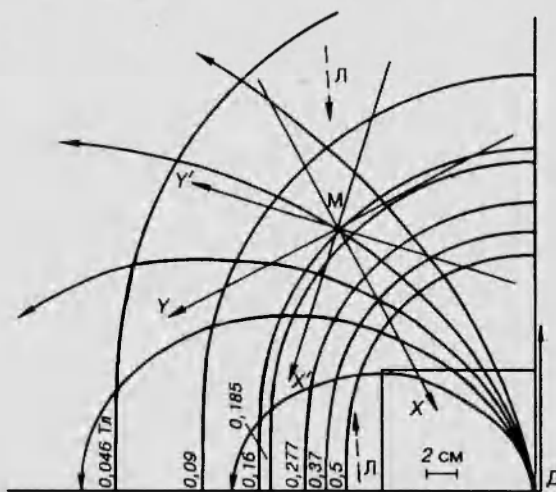


Рис. 1

до давлений $p \leq 0,05$ Па. Из параметров эксперимента следует, что $R_c = \sqrt{N_0 \sigma / 4\pi} = 4$ см, $R_\sigma = 1/n_\Phi \sigma > 20$ см, т. е. условие $R_c \ll R_\sigma$ в достаточной степени выполнялось.

Измерения концентрации плазмы проводились электрическими лентмюрсовскими цилиндрическими зондами диаметром 15 мкм, состоящими из трех взаимно ортогональных электродов равной длины ($7 \div 8$ мм). Структуры возмущения магнитного поля измерялись широкополосными трехкомпонентными магнитными зондами, экранированными фольгой с разрезами и изолированными от плазмы стеклянной трубкой $\phi = 5$ мм.

Геометрия эксперимента изображена на рис. 1, где показаны расположение дипольного момента D , силовые линии и линии уровня абсолютной величины магнитного поля, положение мишени M , системы координат, используемые далее, и направление падения двух лучей лазерного излучения L . Плоскость регистрации изображения ЭОП совпадает с плоскостью рисунка. Величина магнитного момента диполя 10^3 Тл·см³.

3. Результаты экспериментов. Анализ метода. В данной работе подробно описываются результаты фотографирования плазмы в момент времени $t = 0,55$ мкс от начала образования плазмы. Именно в этот момент времени условия эксперимента позволяют наиболее ярко выделить характерные черты описываемого метода. Кроме того, к этому моменту времени начинают проявляться результаты взаимодействия расширяющегося облака плазмы с дипольным магнитным полем, что позволяет сделать определенные выводы о динамике взаимодействия.

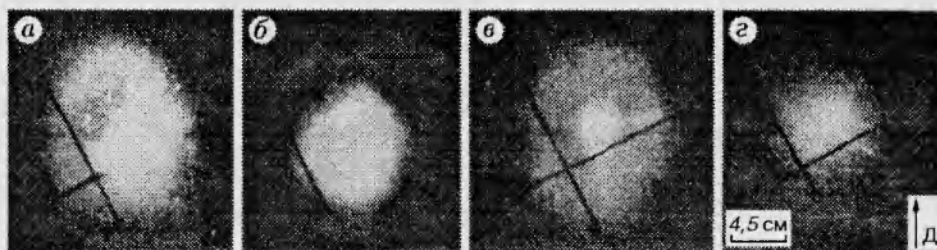


Рис. 2

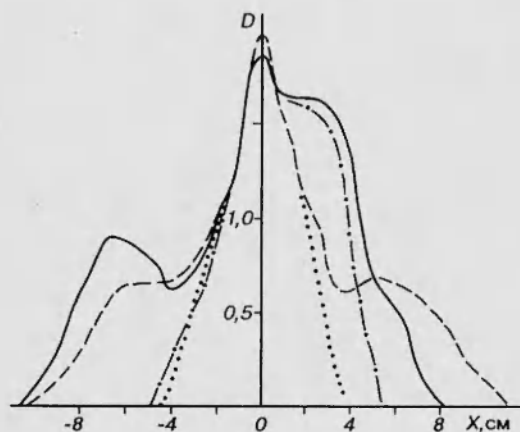


Рис. 3

На рис. 2 изображены четыре фотографии свечения плазмы, сделанные с фильтром на линию иона C^{+3} (а соответствует $B_0 \neq 0, p = 0,05$ Па, б — $B_0 \neq 0, p = 0$, в — $B_0 = 0, p = 0,05$ Па, г — $B_0 = 0, p = 0$).

На рис. 3 показаны кривые почернения D фотографий 2, а-г в направлении оси X : сплошная линия — 2, а (с газом в магнитном поле), штрихпунктирная — 2, б (без газа в магнитном поле), штриховая — 2, в (с газом без магнитного поля), пунктирная — 2, г (без газа и магнитного поля). Видно, что рекомбинационное свечение (свечение без

газа) остается преобладающим и практически неизменным на расстояни-

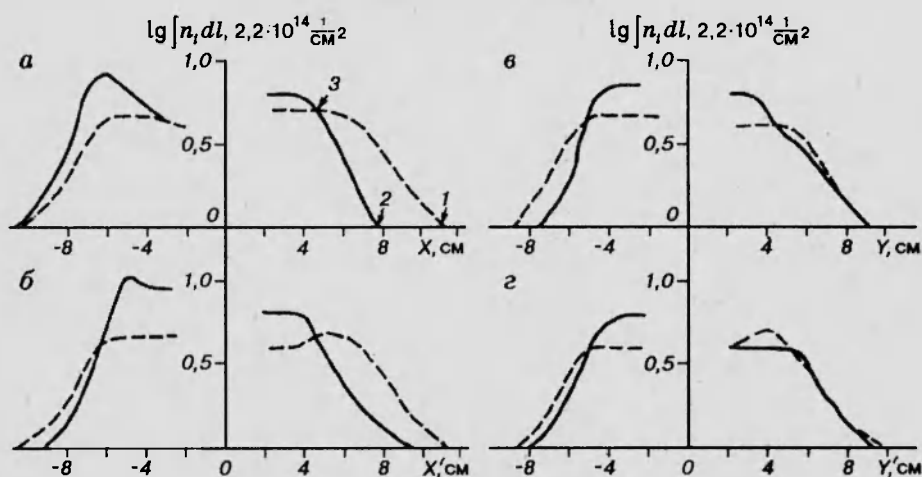


Рис. 4

ях < 3 см от мишени. В магнитном поле на расстоянии 4 см свечение с газом больше свечения без газа как минимум в 2,5 раза, а при больших расстояниях становится заведомо преобладающим. Как было сказано выше, истинное перезарядное свечение можно получить простым вычитанием свечения без газа от свечения с газом.

Результаты вычитания в магнитном поле (сплошная линия) и без него (штриховая) показаны на рис. 4 в восьми направлениях от мишени. Экспериментальная ошибка подобной процедуры (помимо теоретических допущений) определяется повторяемостью плазмы от запуска к запуску, стабильностью ЭОП и качеством фотопленки и в данном случае может достигать до 30%. Поскольку фотография собирает свечение, проинтегрированное вдоль луча зрения, то вместо почернения D , вызываемого перезарядным свечением, на рис. 4 отложена величина $\lg \int n_i dl$ (в дальнейшем n будет обозначать просто концентрацию ионов). Рис. 4 дает исходный экспериментальный материал.

Для проверки получаемых таким образом результатов проводилось сравнение с данными зондовых измерений. На рис. 5 показаны кривые почернения D фотографии свечения плазмы, полученной в момент времени $t = 0,45$ мкс в линии иона C^{+3} при давлении H_2 в камере 0,02 Па, кружки соответствуют точкам фотометрической кривой по направлению X , а крестики — Y , линии — усредненные по заряду профили ионной концентрации, проинтегрированные по лучу зрения ЭОП,

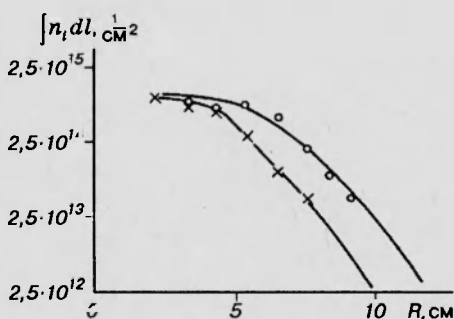


Рис. 5

полученные зондовыми измерениями в тех же направлениях. Интеграл по лучу зрения зондовых измерений рассчитывался в предположении сферической симметрии облака. Поскольку данный оптический метод относительный, то абсолютная калибровка оптического сигнала выбиралась из условия наилучшего совпадения с зондовыми измерениями.

Видно, что совмещение профилей вполне удовлетворительное. Максимальное отклонение в отдельной точке составляет 40%, а среднее 15%.

Необходимо отметить, что динамический диапазон оптических измерений существенно меньше зондовых (как видно из рис. 5). Это связано с меньшим диапазоном фотопленки и с наличием в плазме водородного предвестника, который измеряется зондами, но не детектируется применяемым оптическим методом. Тем не менее, согласно рис. 5, оптические измерения охватывают более 75 % энергии и 90 % частиц облака от соответствующих величин, полученных зондовыми измерениями.

Представленные на рис. 4 результаты при сравнении видимой скорости фронта с данными зондовых измерений показывают, что они также охватывают не менее 90 % частиц облака и 75 % его энергии. В дальнейшем абсолютная калибровка оптического сигнала будет проводиться по полному числу ионов в облаке, которое измерялось зондами. Согласно зондовым измерениям, в облаке среднее число ионов $\langle N_0 \rangle = 2,5 \cdot 10^{17}$ со средним зарядом $\langle Z \rangle = 2,5$ и средней массой $\langle M \rangle = 6,6$ а. е. м. Такая интегральная калибровка практически не отличается от приведенной на рис. 5, но имеет более общий характер, если рассматривать облако плазмы как целое, не интересуясь его ионным составом. Таким образом, для калибровочного коэффициента A имеем

$$A \iint n dl dS = \langle N_0 \rangle,$$

где $\int dS$ берется по всей плоскости фотографирования.

Взаимодействие плазмы с дипольным магнитным полем. Рис. 4, согласно предлагаемой модели, представляет собой профили относительных величин n , проинтегрированных по лучу зрения. Поскольку в данном случае физические условия эксперимента симметричны относительно плоскости наблюдения, то в дальнейшем, не прибегая к задаче расчета n , ограничимся рассмотрением интегральных величин $\int n dl$, поскольку динамика плазмы интересна, в первую очередь, именно в плоскости наблюдения (см. рис. 1).

Сравнение перезарядного свечения с полем диполя и без него в момент времени $t = 0,55$ мкс ясно показывает торможение частиц на фронте плазмы и их перемещение. Можно выделить три характерных размера: точки 1 и 2 на рис. 4,а (видимый фронт свечения без поля и с полем), точка 3, начиная с которой свечение в поле превышает свечение без него. На рис. 6 эти области, построенные по восьми направлениям от мишени,

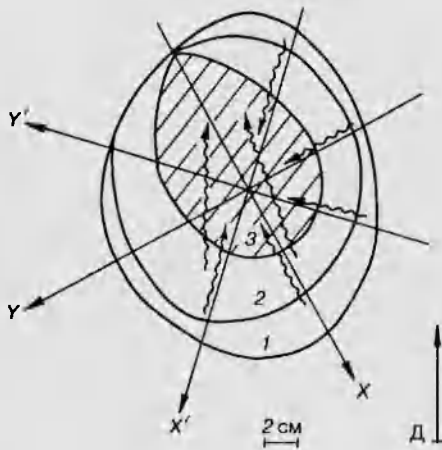


Рис. 6

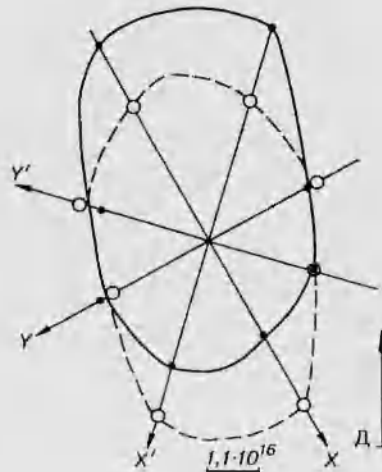


Рис. 7

представлены во всей плоскости наблюдения.

На рис. 7 приведены годографы полного числа частиц по восьми направлениям от мишени: $(2\pi/8) \int r dr \int n dl$, светлые кружки соответствуют случаю без поля диполя, темные — с полем диполя.

Из сравнения рис. 6 и 7 видно, что относительное перемещение частиц происходило примерно так, как это показано на рис. 6 стрелками. Относительно новым эффектом является то, что помимо обычного радиального торможения частиц происходит их перемещение из направлений X и X' в направления $-X$ и $-X'$. Уменьшение числа частиц в области между кривыми 1 и 3 составляет 20% от их полного числа в облаке, а число частиц, испытавших значительное перемещение из направлений X и X' в $-X$ и $-X'$, составляет соответственно 12%.

Эффект значительного перемещения частиц и увеличения их общего числа в некоторых направлениях представляется достаточно необычным. Однако зондовые измерения, выполненные вдоль оси $-X$, показывают тот же эффект, а именно: согласно зондовым измерениям, полное число частиц в единичном телесном угле вдоль оси $-X$ увеличивается при включении дипольного поля в 1,5 раза при $t = 0,55$ мкс. Это очень близко к оптическим данным (рис. 7).

На рис. 8 показаны годографы радиальной в плоскости наблюдения энергии плазмы по восьми направлениям от мишени:

$$(\langle M \rangle / 2) (2\pi / 8) \int (r/t)^2 r dr \int n dl$$

(светлые кружки соответствуют случаю без поля, темные — с полем). При вычислении энергии в магнитном поле не учитывались перемещенные частицы, т. е. частицы, увеличившие концентрацию плазмы в области до кривой 3 на рис. 6. Полная радиальная энергия плазмы уменьшилась от 8,4 Дж без поля до 5,5 Дж с полем диполя, т. е. плазма при взаимодействии с полем диполя потеряла 36% кинетической энергии радиального движения. Необходимо отметить, что метод не позволяет в общем случае сделать заключение о той части энергии плазмы, которая связана с движением вдоль луча зрения.

На рис. 9 приводится сравнение оптических данных с измерениями возмущения магнитного поля ΔB при $t = 0,55$ мкс. Кривые 1-3 отвечают уровню уменьшения поля на 0,01; 0,04; 0,1 Тл.

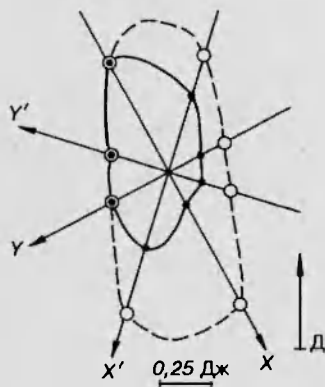


Рис. 8

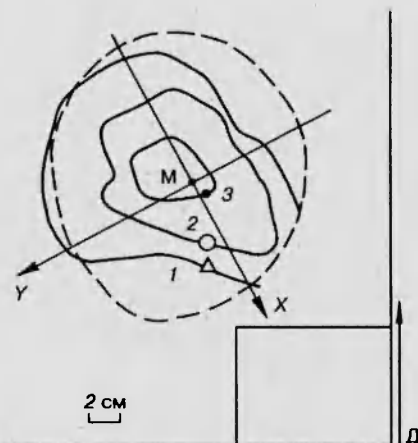


Рис. 9

Сравнение данных показывает, что условная граница возмущения магнитного поля 0,01 Тл (что составляет максимум 20 % от поля диполя там, где поле диполя наименьшее) совпадает с границей свечения плазмы (штриховая линия) там, где ее торможения не наблюдается. Из этого можно сделать вывод, что наблюдаемое возмущение магнитного поля связано с той частью плазмы, которая полностью находится в пределах чувствительности оптических измерений. В то же время собственное свечение плазмы без газа (рис. 2,б) сосредоточено внутри границы возмущения $\Delta B = 0,04$ Тл.

Интересно отметить, что относительные градиенты возмущения поля и концентрации оказываются близкими друг другу:

$$1/L_n \equiv |\nabla n|/n \approx 1/L_b \equiv |\nabla \Delta B|/\Delta B.$$

Направление	$R_{пл}/R_b$	$\Delta E/E_0, \%$	L_b	L_n
			см	
X	2	75	1,85	1,8
X'	2,5	45	1,0	2,0
Y	1,4	0	3,0	2,7
Y'	0,74	0	2,85	2,3
-X	1,1	0	2,4	2,2
-X'	1,4	35	0,6	1,1
-Y	1,9	40	1,0	1,1
-Y'	1,4	40	1,4	1,5

В таблице приводятся для сравнения измеренные экспериментально величины L_n и L_b . При вычислении L_n бралось измеряемое значение $\int n dl$. Это оправданно, поскольку характерный масштаб изменения составляет не более 2 см, а характерная величина пути l не менее 6 см, и поэтому ошибка будет $L_n/2l = 15\%$.

Как видно из таблицы, L_n и L_b хорошо совпадают для шести направлений. Только для направлений X' и $-X'$, где ΔB имеет локальный аномально высокий градиент (см. рис. 9), L_b в 2 раза меньше.

4. Сравнение с теоретической моделью. Взаимодействие плазменных потоков с неоднородным магнитным полем представляет собой сложную задачу, и в настоящее время отсутствуют апробированные аналитические модели. В [1] предложена МГД-модель торможения облака плазмы в дипольном магнитном поле. По этой модели можно рассчитать границу торможения плазмы R_b с учетом начального распределения кинетической энергии в облаке $dE_0/d\Omega(f)$, где угол f отсчитывается в плоскости наблюдения. Поскольку при некоторых допущениях из измеряемой интегральной по лучу зрения радиальной энергии плазмы можно восстановить начальное распределение $dE_0/d\Omega(f)$, то можно построить зависимость потери энергии плазмы $\Delta E/E_0$ от отношения $R_{пл}/R_b$ по восьми направлениям от мишени. Здесь $R_{пл}$ — видимая граница, достигнутая плазмой (кривая 2 на рис. 6), а R_b рассчитывается согласно [1]. Как видно из таблицы, при $R_{пл}/R_b > 1$ плазма испытывает торможение, а при $R_{пл}/R_b \leq 1$ не испытывает, что в целом согласуется с моделью. Наблюдается также явное отклонение от расчетов в направлении Y. Вероятнее всего, это связано с тем, что плазма, движущаяся по направлению X, «прижимает» силовые линии к диполю (см. рис. 1), в результате чего поток по оси X' выходит относительно далеко за R_b , а по оси Y не тормозится вовсе.

Как видно из рис. 9, к моменту времени $t = 0,55$ мкс поле в значительной степени проникло в плазму, так что $\Delta B/B_0 \ll 1$. В этих условиях толщина токового слоя в плазме уже не определяется плазменным скин-слоем. На данном этапе давление магнитного поля должно уравновешиваться давлением плазмы с энергией ионов W , слагающейся из энергии

направленного движения $\langle M \rangle V^2/2$ и хаотичного движения с эффективной температурой T :

$$4\pi W \nabla n = B_0 \nabla \Delta B, \quad W = \langle M \rangle V^2/2 + T.$$

Поскольку величины B_0 и W изменяются на размере всего облака плазмы (~ 10 см), а n на гораздо меньшей длине (~ 2 см), то следует, что градиент ΔB должен определяться градиентом концентрации. Именно это и было зафиксировано в эксперименте.

Таким образом, новый оптический метод измерения концентрации плазмы, примененный в эксперименте по взаимодействию лазерной плазмы с дипольным магнитным полем, показал качественное и количественное согласие как с независимыми магнитными и электрическими измерениями, так и с теоретическими оценками. Полученные результаты позволили выявить существенные детали в движении частиц плазмы и количественно описать характер взаимодействия облака плазмы с неоднородным магнитным полем. Показано, что собственное свечение плазмы не отражает истинного распределения тех частиц, которые вступают во взаимодействие с магнитным полем, и только применение нового диагностического метода, основанного на перезарядке, позволило их зарегистрировать.

Авторы благодарят А. Г. Пономаренко и А. М. Оришича за полезные обсуждения и Вл. Н. Снытникова за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин С. А., Пономаренко А. Г. Динамика пространственной границы торможения плазменного облака взрыва в дипольном магнитном поле // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 6. С. 3–10.
2. Zakharov Yu. P., Nikitin S. A., Orishich A. M., Ponomarenko A. G. Laboratory simulation of magnetospheric hazard processes // Int. Conf. on Hazards due to Comets and Asteroids. Abstr. Tucson, 1993. P. 88–89.
3. Оришич А. М., Шайхисламов И. Ф. Спектральная диагностика плазмы, расширяющейся в фоновый газ и магнитное поле // ПМТФ. 1992. № 3. С. 13–19.
4. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Снытников В. Н., Шайхисламов И. Ф. Использование процесса перезарядки в спектральной диагностике плазменных потоков // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 3. С. 174–180.
5. Dixon R. H., Elton R. C. Resonance charge transfer and population inversion following C^{+5} and C^{+6} interactions with carbon atoms in a laser-generated plasma // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38, N 19. P. 1072–1075.
6. 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. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1976. Вып. 6. С. 192–196.
7. Hoekstra R., F. J. de Heer, Morgenstern R. Photons shedding light upon basic charge exchange processes // Atomic Physics of Highly Charged Ions. Berlin etc.: Springer-Verl. 1991. P. 81–85.

Поступила в редакцию 6/VI 1994 г.,
в окончательном варианте — 29/VII 1994 г.