

Ю.П. Захаров, А.М. Оришич, В.Н. Снытников,
И.Ф. Шайхисламов

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕЗАРЯДКИ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В настоящее время как в натуральных экспериментах по инъекции плазменных облаков в околоземном космическом пространстве [1], так и в соответствующих модельных лабораторных опытах [2, 3] широко применяются методы оптической диагностики.

Однако известные оптические методы, основанные на регистрации собственного свечения плазмы, применяются в этих экспериментах лишь для качественного анализа и иногда могут приводить к ошибочным выводам (см. ниже). Это связано с тем, что в нестационарной плазме возбуждение ионов неравновесно, определяется процессами рекомбинации или электронным ударом и сильно зависит от такого трудноопределимого параметра, как температура электронов.

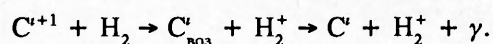
В [4] экспериментально, в условиях, типичных для моделирования взрывных космофизических процессов, был исследован перезарядный механизм возбуждения свечения отдельных линий многозарядных ионов лазерной плазмы. Перезарядное возбуждение осуществлялось на нейтральном газе, напускаемом в вакуумную камеру.

В настоящей работе на основе результатов этих исследований предлагается новый способ измерения распределения концентрации ионов плазменных потоков посредством регистрации свечения линий, возбуждаемых в процессе перезарядки. Описывается применение нового метода в экспериментах по моделированию взаимодействия быстро расширяющегося плазменного облака с магнитным полем. Для сравнения приводятся данные, получаемые при регистрации собственного свечения плазмы, возбуждаемого в процессе рекомбинации.

Представленные экспериментальные данные излагаются с точки зрения демонстрации возможностей нового метода оптической диагностики. Более полное описание результатов с физической точки зрения и их анализ не являются целью настоящей работы.

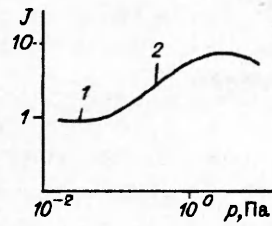
Теоретическая модель. Рассмотрим для простоты свободно расширяющееся сферическое облако плазмы, создаваемое, например, воздействием лазерного излучения на мишень малого размера [4]. Как будет видно, результаты легко обобщить на случай потоков плазмы другой геометрии.

Известно, что 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, использовавшийся в экспериментах; γ — квант света.

Линии иона i с главным квантовым числом $n = i + 1$ показывают наибольшую чувствительность к перезарядке [5, 6]. Зависимость свечения таких линий от давления газа была исследована в [4]. На рис. 1 показана для примера такая зависимость для линии 580,1 нм иона C^{+3} при расстоянии до мишени 2 см. Отмечены участок преобладания рекомбинационного свечения 1 и перезарядного свечения 2.



Р и с. 1

Уравнения, описывающие перезарядное взаимодействие и свечение лазерной плазмы с фоновым газом, имеют вид

$$\partial n_i / \partial t + \operatorname{div} n_i v = -n_i (n_* \sigma_i v + 1/\tau_i^l) + n_{i+1} (n_* \sigma_{i+1} v + 1/\tau_{i+1}^{l+1}),$$

$$\partial n_* / \partial t = -n_* \sum_i n_i \sigma_i v, \quad J_i \sim n_{i+1} (n_* \sigma_{i+1} v + 1/\tau_{i+1}^{l+1}),$$

где n_* — концентрация фона; n_i — концентрация ионов заряда l ; σ_i — сечение перезарядки; τ_i^l — время рекомбинации иона заряда l в $l-1$; v — локальная скорость ионов облака; J_i — интенсивность свечения линий иона. Предполагается, что время высвечивания возбужденных ионов много меньше других характерных времен.

Будем считать, что $n_* \sigma_i v \gg 1/\tau_i^l$ и рекомбинацией можно пренебречь. Предположим также, что $n_i \gg n_{i+1}$, что верно для высокозарядных ионов. Тогда уравнения имеют формальные решения:

$$n_i = n_i^0(R, t) \exp[-X_i], \quad X_i = \int_0^t n_*(R(t), t) \sigma_i v dt,$$

$$n_* = n_*^0 \exp[-Y], \quad Y = \int_0^t \sum_i n_i(R, t) \sigma_i v dt,$$

$$J_{i-1} \sim n_*^0 n_i^0(R, t) \sigma_i v \exp[-Y - X_i].$$

Здесь $n_i^0(R, t)$ — распределение концентрации ионов в отсутствие фона (искомая величина); n_*^0 — концентрация фона в отсутствие облака; интеграл для X_i берется вдоль траектории движения элемента облака; R — расстояние до точки взрыва; t — время наблюдения.

Для показателей экспонент X_i и Y можно провести ограничивающие оценки: $X_i \leq n_*^0 \sigma_i R \equiv R/\lambda_i$ (λ_i — длина перезарядки иона l), $Y \leq (R_c/R)^2$, $R_c = \sqrt{\sum_i N_i^0 \sigma_i}$ (N_i^0 — полное число ионов l облака, пролетевших через точку наблюдения в единичном телесном угле).

Как видно, возмущение ионов облака из-за перезарядки происходит на расстояниях $R \geq \lambda_i$, а возмущение фона — на $R \leq R_c$. Поэтому при $R_c \ll \lambda_i$ указанные неравенства для X_i и Y стремятся к равенству.

Итак, в приближении $R_c \ll \lambda_i$ для свечения имеем

$$J_{i-1}(R, t) \sim n_i^0(R, t) \sigma_i v \exp[-(R_c/R)^2 - R/\lambda_i].$$

В итоге для искомой концентрации ионов получим

$$(1) \quad n_i^0(R, t) \sim (J_{i-1}(R, t) / \sigma_i v) \exp[(R_c/R)^2 + R/\lambda_i].$$

В пространственном интервале $R_c < R \ll \lambda_i$ выполняется простая зависимость

$$n_i^0(R, t) \sim J_{i-1}(R, t) / \sigma_i v.$$

Таким образом, свечение плазмы в линиях, возбуждаемых преимущественно в процессе перезарядки, дает относительное пространственное распре-

деление концентрации ионов. Переход к абсолютным значениям требует калибровки свечения путем сравнения с данными, получаемыми другими методами измерений.

Помимо этого, сравнение рекомбинационного и перезарядного свечения линии иона позволяет получить относительное распределение величины $f = n_e^2 / T_e^{9/2}$ в плазме. Для используемого в данной работе иона C^{+4} рекомбинация будет трехчастичной с временем рекомбинации $\tau_r \sim T_e^{9/2} / n_e^2$. Предполагая, что при напуске газа перезарядная накачка наблюдаемой линии много больше рекомбинационной, получим

$$(2) \quad f \sim J_0 / J_r,$$

где J_0 — свечение линии без напуска газа; J_r — свечение с газом.

Схема экспериментов. Опыты проводились на стенде КИ-1 в камере длиной 5 м и диаметром 1,2 м [7] в однородном магнитном поле $B_0 \leq 0,06$ Тл. Для создания облака плазмы использовался CO_2 -усилитель, генерирующий колоколообразный импульс с шириной на полувысоте 100 нс. В качестве мишени использовалась капролоновая ($C_6H_{11}ON$) сферическая таблетка диаметром 5 мм. При облучении таблетки с двух противоположных направлений пучками излучения, сфокусированными в пятна диаметром 7 мм, создавалось близкое к сферическому облако плазмы с полным числом частиц N в диапазоне $(0,8 \div 2) \cdot 10^{17}$ и характерной скоростью расширения фронта $v = (1 \div 2) \cdot 10^7$ см/с [8].

По данным времяпролетного масс-анализатора ионов [9] лазерная плазма состояла из протонов ($\approx 50\%$), ионов углерода C^{+4} ($\approx 40\%$) и ионов C^{+1} , C^{+2} , C^{+3} ($\approx 10\%$). Основная энергия облака ($\approx 80\%$) и заряд были сосредоточены в слое ионов C^{+4} , а низкозарядные ионы образовывали медленно движущийся поток ($v \leq (3 \div 6) \cdot 10^6$ см/с). Около 20% энергии облака приходилось на протонный предвестник ($v = 2 \cdot 10^7$ см/с).

Для регистрации свечения плазмы применялся электронно-оптический преобразователь, работающий в кадровом режиме, с длительностью экспозиции 50 нс и пространственным разрешением 0,5 см. Необходимый спектральный интервал выделялся интерференционным фильтром. Соответствие диапазона пропускания фильтра наблюдаемой линии свечения плазмы исследовалось в отдельном опыте с применением монохроматора с фотоэлектрической регистрацией.

Контрольные измерения концентрации плазмы проводились двойными электрическими зондами Ленгмюра, а структура возмущения магнитного поля — экранированными магнитными зондами [10].

Свечение плазмы регистрировалось либо в спектральном интервале $\Delta\lambda = 300-690$ нм, определяемом чувствительностью фотокатода ЭОПа, либо с применением фильтра на линии 580,1 нм ($\Delta\lambda = 5$ нм) иона C^{+3} . Эта линия максимально возбуждается при перезарядке иона C^{+4} на H_2 с сечением перезарядки $\sigma = (3 \div 6) \cdot 10^{-15}$ см² [6]. Давление остаточного газа в камере $3 \cdot 10^{-4}$ Па. Для возбуждения перезарядки напускался водород до давления $p = (1 \div 3) \cdot 10^{-2}$ Па.

Из параметров экспериментов следует, что $R_c = \sqrt{\frac{N\sigma}{4\pi}} \leq 5$ см, $\lambda = 1/n_*\sigma \geq 25$ см, т.е. условие $R_c \ll \lambda$ выполнено. Регистрировались четыре типа свечения плазмы: J_0 — свечение без напуска газа и применения фильтра — рекомбинационное свечение плазмы, J_ϕ — свечение без газа с фильтром — рекомбинационное свечение линии иона C^{+3} , J_r — свечение с напуском газа без фильтра, $J_{r\phi}$ — свечение с газом и фильтром — перезарядное свечение линии иона C^{+3} .

Давление газа выбиралось таким, чтобы выполнялось условие

$$(3) \quad J_{r\phi} / J_\phi \gg 1.$$

В проведенных экспериментах это отношение было не менее 10. Необходимо отметить, что вблизи мишени всегда преобладает рекомбинация. В приведенных данных эта область имела размеры $R \leq 3 + 4$ см и составляла пренебрежимо малую часть от полного объема плазмы.

Процедура обработки экспериментальных данных. Из полученной фотографии необходимо восстановить истинное пространственное распределение свечения плазмы. Для объектов, близких к осесимметричным, применялась процедура абелизации.

Абсолютная калибровка формулы (1) проводилась по интегральной характеристике — полное число N ионов C^{+4} в облаке, которое находилось по зондовым и масс-спектроскопическим измерениям.

На рис. 2 показаны для сравнения распределение по радиусу концентрации электронов n_e в облаке, измеренное зондом (кривая 1) и рассчитанное описанным выше способом по фотографическим данным (кривая 2). Облако расширяется в фоновой водородной плазме с примесью нейтрального компонента и во внешнем однородном магнитном поле 0,01 Тл. Концентрация фоновой плазмы показана штриховой линией. Время измерения 2 мкс.

Ошибка измерений, присущая данному методу определяется тем, насколько точно выполняются неравенство (3) и уравнение (1). Относительную ошибку можно записать как

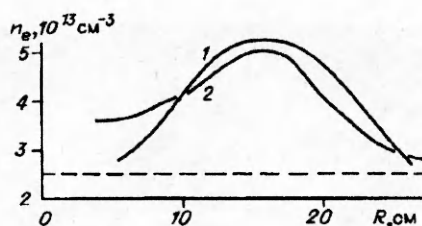
$$\delta = O(J_\phi / J_{r\phi}) + O(R_c / \lambda).$$

В проведенных экспериментах эта величина составляла 15—20 %. Условие самопоглощения квантов для линии 580,1 нм иона C^{+3} имеет вид $n_{C^{+3}} \geq 3 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^3$ [11]. В нашем случае расширяющаяся плазма становилась оптически тонкой за время 0,2—0,25 мкс.

Результаты экспериментов. В таблице представлены условия экспериментов, при которых получены фотографии на рис. 3—5. Описаны наличие или отсутствие нейтрального газа и фильтра, величина однородного магнитного поля в камере, масштаб фотографий и время фотографирования.

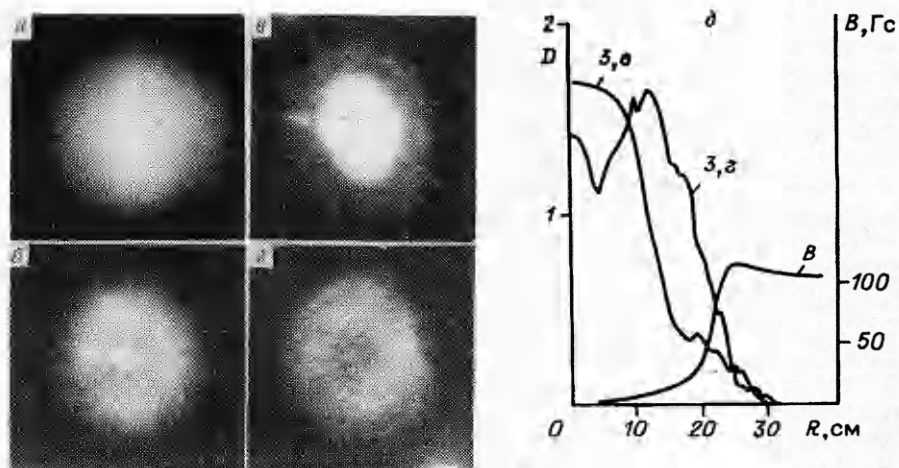
На рис. 3, 4 магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости изображения, на рис. 5 — параллельно. На рис. 3, д и 4, в отложены для сравнения кривые почернения D фотопленок в одном из направлений от мишени. Кривые помечены соответствующими им номерами фотографий. Показаны также профили магнитного поля в тот же момент времени.

Обсуждение результатов. В предшествующих экспериментах [2, 12] было установлено, что основным параметром, определяющим режим взаимодействия сферического облака с однородным магнитным полем B_0 , является $\epsilon_B = R_H / R_B$, где $R_H = v_0 M c / Z e B_0$ — ларморовский радиус ионов с массой M , зарядом Z и скоростью v_0 , а $R_B = (3E_0 / B_0^2)^{1/3}$ — классический радиус [13] торможения полем облака с начальной энергией E_0 .

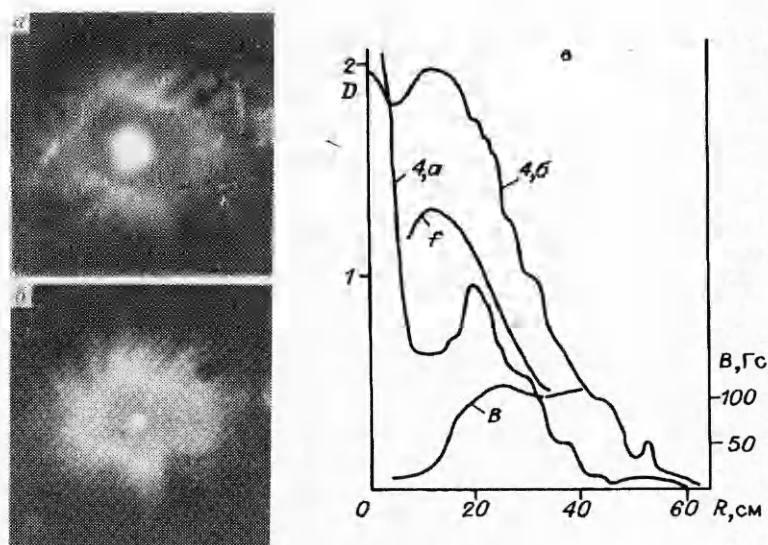


Р и с. 2

Номер рисунка	Газ	Фильтр	B_0 , Тл	Масштаб	t , мкс
3, а	—	—	0	1 : 24	1,65
3, б	+	+	0	1 : 24	1,65
3, в	—	—	0,01	1 : 24	1,65
3, г	+	+	0,01	1 : 24	1,65
4, а	—	—	0,01	1 : 48	3,2
4, б	+	+	0,01	1 : 48	3,2
5, а	—	—	0,062	1 : 10	3
5, б	+	—	0,062	1 : 10	3
5, в	+	+	0,062	1 : 10	3



Р и с. 3



Р и с. 4

Влияние магнитного поля на собственное свечение плазмы экспериментально исследовалось в [4, 14]. В [4] было показано, что рекомбинационное свечение плазмы при включении поля уменьшается. Это связано с тем, что за счет взаимодействия плазмы с полем в токовом слое происходит нагрев электронов, что приводит к снижению скорости рекомбинации.

Характер взаимодействия облака плазмы с магнитным полем при $\epsilon_B \approx 1$ иллюстрируют рис. 3 и 4. В этом эксперименте $R_B \approx 30$ см, $R_H \approx 45$ см и характерное время $t_B = R_B/v_0 = 2$ мкс. В данном режиме [15] на начальном этапе расширения облако вытесняет поле из своего объема и формирует магнитную каверну радиусом $R_B/2$. Далее, по мере расширения происходят развитие желобковой неустойчивости границы облака и аномально быстрое проникновение поля в плазму. Плазма при этом, не испытывая существенного торможения, распространяется перпендикулярно B_0 в виде струй вплоть до масштаба R_H .

Раннюю стадию расширения облака иллюстрирует рис. 3. Рис. 3, б и г показывают, что на распределение перезарядного свечения, которое отражает концентрацию плазмы, магнитное поле при $t = 1,65$ мкс $< t_B$ практически не

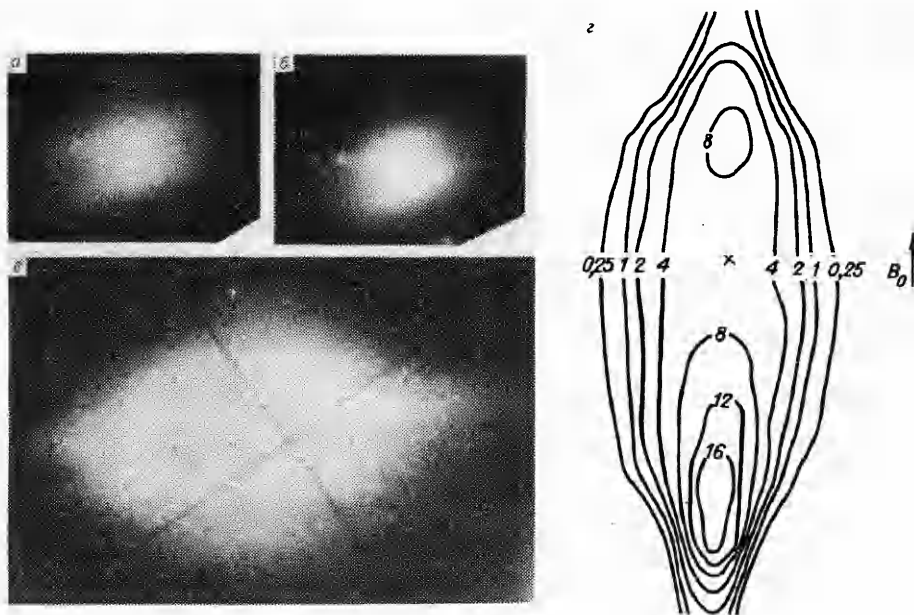


Рис. 5

влияет. В отличие от него собственное свечение плазмы сильно изменяется при включении поля (рис. 3, а, в). Из рис. 3, д видно, что это свечение существенно уменьшается в области градиента B , т.е. в области протекания тока.

Поздняя стадия взаимодействия изображена на рис. 4, где показана развитая желобковая структура. Из рис. 4, в видно, что собственное рекомбинационное свечение плазмы так же, как и при малых t , обусловлено температурой электронов в облаке — свечение подавлено на фронте и имеет минимум в области протекания тока. Напротив, перезарядное свечение показывает слабое торможение фронта и имеет максимум на границе каверны, что свидетельствует о поджатии плазмы магнитным давлением при $t \geq t_B$. На рис. 4, в построен также профиль относительной температуры электронов, рассчитанный по формуле (2).

При $\epsilon_B \leq 1$ плазма испытывает сильное торможение [2, 12] и на временах $t \geq t_B$ формирует близкое к газодинамическому течение с преимущественным распространением вдоль магнитного поля [16]. Результаты эксперимента в этих условиях ($R_H \approx 7,3$ см, $R_B \approx 8,9$ см и $t_B \approx 0,6$ мкс) представлены на рис. 5. Видно, что интегральное по спектру свечение плазмы как без газа, так и с газом не отражает структуру плазмы, поскольку носит преимущественно рекомбинационный характер. Аналогичные фотографии плазмы в сходных условиях были получены также в [17]. И только перезарядное свечение, полученное при напуске газа и применении фильтра, отчетливо показывает подробную картину течения в виде «бутылки» с узкой горловиной размером порядка R_H , направленной вдоль магнитного поля.

Структура течения позволяет провести количественную процедуру обработки, описанную выше. На рис. 5, г приведены изолинии концентрации ионов C^{+4} (в единицах 10^{12} см^{-3}), полученные из рис. 5, в. Крестиком отмечено положение мишени. Масштаб рисунка 1:10.

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что применение перезарядки для возбуждения ионов дает возможность измерять распределение концентрации ионов в плазменных потоках. Новая методика позволяет количественно применять оптическую диагностику для исследования динамики плазменных потоков в магнитных полях.

Авторы благодарны А.Г. Пономаренко за полезное обсуждение работы и В.Г. Посуху за неоценимую помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernhardt P.A., Roussel-Dupre R.A., Pongratz M.B. et al. Observations and theory of the AMPTE magnetotail barium releases // *J. Geophys. Res.* — 1987. — V. 92, N A6. — P. 5777—5795.
2. Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г. Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1988.
3. Ripin V.H., Manka C.K., Peyser T.A. et al. Laboratory laser-produced astrophysical-like plasmas // *Laser and particle beams.* — 1990. — V. 8, N 1/2. — P. 183—190.
4. Оришич А.М., Шайхисламов И.Ф. Спектральная диагностика плазмы, расширяющейся в фоновый газ и магнитное поле // *ПМТФ.* — 1992. — № 3. — С. 13—19.
5. Бруйар Ф., Мак-Гоуэн Д. Физика ион-ионных и электрон-ионных столкновений. — М.: Мир, 1986.
6. Takagi S., Ohtani S., Kadota K., Fugita J. Cross-section for one-electron capture by highly stripped ions of Be, B, C from H₂ and Ar below 10 Kev // *J. Phys. Soc. Jap.* — 1983. — V. 52, N 11.
7. 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.* — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1976. — Вып. 6. — С. 192—196.
8. Авдьева А.А., Захаров Ю.П., Максимов В.В. и др. Создание сферических облаков лазерной плазмы двухсторонним облучением // *ПМТФ.* — 1989. — № 6. — С. 62—66.
9. Антонов В.М. Особенности диагностики корпускулярного состава параметров интенсивных потоков лазерной плазмы на стенде КИ-1 // *Мощные CO₂-лазеры для плазменных экспериментов и технологии: Сб. научн. тр. / Под ред. А.Г. Пономаренко.* — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986. — С. 117—124.
10. Захаров Ю.П. Особенности зондовых методов исследования взаимодействия потоков лазерной плазмы с замагниченной фоновой средой // Там же. — С. 125—132.
11. Лукьянов С.Ю. Диагностика плазмы. — М.: Атомиздат, 1973. — № 3. — С. 27—31.
12. Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г. Экспериментальное исследование эффективности торможения магнитным полем расширяющихся облаков диамагнитной плазмы // *Физика плазмы.* — 1986. — Т. 12, вып. 10. — С. 1170—1177.
13. Райзер Ю.П. О расширении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // *ПМТФ.* — 1963. — № 6. — С. 19—28.
14. Keith D. Bonin, Thomas G. Mason. Changing fluorescence in a streaming barium plasma due to an axial magnetic field // *Phys. Rev. A.* — 1991. — V. 43, N 6. — P. 3005—3014.
15. Zakharof Yu.P., Orishich A.M., Ponomarenko A.G., Shaikhislamov I.F. Electron heating under conditions of anomalous penetration of the magnetic field into expanding plasma blobs // 10th Europ. School on Plasma Physics, Tbilisi, 1990; Paper. — Singapore: World Scient. — 1991. — V. 8. — P. 184—202.
16. Sudo S., Sato K.N., Sekiguchi T. Re-thermalization and flow of laser-produced plasmas in a uniform magnetic field // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 1978. — V. 11. — P. 389—407.
17. Tuckfield R.G., Schwirzke F. Dynamics of a laser created plasma expanding in a magnetic field // *Plasma Phys.* — 1969. — V. 11, N 1. — P.11—18.

г. Новосибирск

Поступила 5/V 1993 г.,
в окончательном варианте — 30/VI 1993 г.