

РЕГИСТРАЦИЯ СПОНТАННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ НА УСТАНОВКЕ "ДЕЛЬФИН-1"

Н.Г.Басов, Е.Воловски, Е.Г.Гамалий, С.Денус,
Т.Писарчик, А.А.Руласов, Г.С.Саркисов,
Г.В.Склизков, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов

Проведена регистрация спонтанных магнитных полей при многопучковом облучении оболочечных мишеней и плотностях потока $\sim 8 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Регистрация проводилась методом фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующего пучка на удвоенной частоте $2\omega_0 = 353$ нм. Полученные фарадеограммы свидетельствуют о сложной структуре полей в условиях данных экспериментов.

В настоящей работе впервые проведена регистрация спонтанных магнитных полей в лазерной плазме на установке "Дельфин-1" и дана интерпретация полученных результатов. На мишень фокусировалось излучение неодимового лазера в шести составных пучках по 18 пучков в каждом с общей энергией ~ 1 кДж при плотности потока $\sim 8 \cdot 10^{13}$ Вт/см² и длительности импульса ~ 5 нс. В качестве мишени использовались стеклянные сферические оболочки диаметром $2R_0 = 400 \div 600$ мкм и толщиной стенки $\Delta R_0 = 1 \div 3$ мкм. Измерение спонтанных магнитных полей проводилось методом фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующего пучка ^{1, 2}. Для этой цели был создан диагностический комплекс, включающий в себя стенд для получения зондирующего пучка на частотах $2\omega_0$ и $3\omega_0$, поляриметрический, теневой и интерферометрический каналы регистрации. Этот комплекс позволяет произвести измерения угла поворота зондирующего пучка с пространственным разрешением по мишени и профиля плотности плазмы, необходимых для восстановления величины спонтанных магнитных полей.

Полученные фарадееграммы плазмы в полностью скрещенных поляризаторах свидетельствуют о сложной структуре магнитных полей в сферических мишенях при многопучковом облучении. На одной из фарадееграмм (мишень $2R_0 = 410$ мкм, $\Delta R_0 = 1$ мкм) величина угла поворота плоскости поляризации спадает от значения 1° при плотности $n_e = 10^{20}$ см $^{-3}$ до предельно измеряемого значения $12'$ (обусловленного контрастом поляризаторов $\sim 10^{-5}$) на расстоянии ~ 800 мкм от центра мишени (рис. 1). Наряду с крупномасштабными изменениями угла поворота на фарадееграммах имеется также мелкомасштабная структура размером ~ 100 мкм. Фарадееграмма рис. 1 получена при зондировании плазмы на частоте $2\omega_0$, поэтому внутренняя светящаяся область, соответствующая начальному размеру мишени, обусловлена собственным излучением плазмы на удвоенной лазерной частоте, возникающим вблизи критической поверхности с плотностью $n_e \sim 10^{21}$ см $^{-3}$ за счет процесса линейной трансформации лазерного излучения в плазменные колебания.

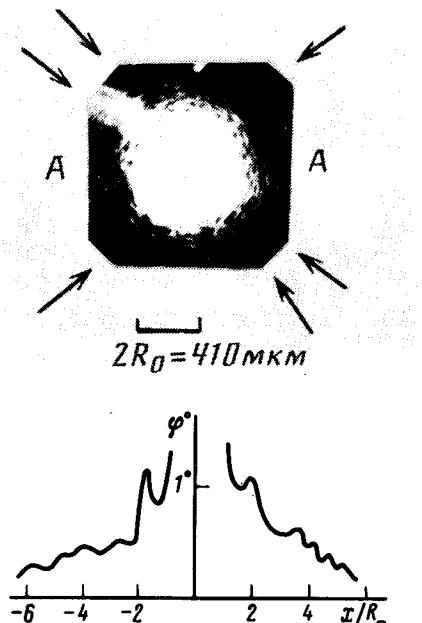


Рис. 1. Фарадееграмма и соответствующая ее диаметральному сечению ($A - A$) зависимость угла поворота плоскости поляризации зондирующего пучка от координаты x/R_0 . Стрелки указывают направления составных греющих пучков

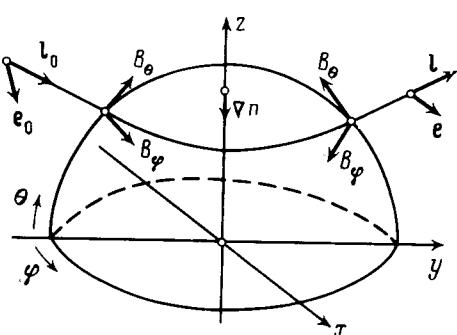


Рис. 2. Качественная картина прохождения электромагнитной волны через сферическую плазменную корону, в которой создано посредством механизма термоэдс магнитное поле $B = (0, B_\theta, B_\varphi)$

Расчеты показывают, что основным механизмом генерации магнитного поля в условиях этих экспериментов является механизм термоэдс, связанный с наличием неколлинеарных градиентов температуры и плотности плазмы. Градиент плотности ∇n_e направлен вдоль радиуса мишени, а градиент температуры ∇T_e вдоль поверхности мишени. Вариации температуры определяются неоднородностью облучения при многопучковом нагреве мишени. За времена, меньшие длительности лазерного импульса, устанавливается квазистационарное магнитное поле, определяемое уравнением (мы полагаем основным механизмом установления джоулевы потери, а сносом поля вместе с плазмой пренебрегаем)³:

$$\Delta B = - \frac{4\pi\sigma}{ce} [\nabla T_e \times \nabla \ln n_e]. \quad (1)$$

Здесь σ — проводимость, B — магнитная индукция, e — заряд электрона. В случае $\nabla \ln n_e \parallel r$, а $T_e = T(\theta, \varphi)$ магнитное поле имеет только B_θ и B_φ компоненты (рис. 2). Так как распределение температуры в короне есть чередование максимумов и минимумов, связанных с многопучковостью облучения, то магнитное поле, как следует из (1), является знакопеременным вдоль поверхности короны. Это обстоятельство, по-видимому, может объяснить мелкомасштабную структуру на экспериментальных фарадееграммах, которая указывает на су-

щественное изменение магнитного поля на размере ~ 100 мкм. Следует заметить, что суммарный поворот плоскости поляризации пробного лазерного луча, прошедшего через корону, вследствие эффекта Фарадея может вообще отсутствовать, если на пути луча разместилось четное число пространственных мод поля. При этом влияние на луч полей разного знака взаимно компенсируется. В случае нечетного числа мод эффективный угол поворота плоскости поляризации набирается на длине пути Y , равной масштабу изменения знака поля, т. е. масштабу пространственной неоднородности облучения ~ 100 мкм, определенной как экспериментально, так и в численных расчетах⁴. В этих предположениях при экспериментально измеренном наибольшем угле поворота плоскости поляризации зондирующего луча $\alpha \sim 1^\circ$, при плотностях $n_e \sim 10^{20}$ см⁻³ среднее магнитное поле, вычисленное по известной формуле для эффекта Фарадея

$$B[\text{Гс}] = \frac{2m_e c^2}{e} \frac{n_c}{n_e} \frac{\alpha [\text{рад}]}{Y[\text{см}]} \quad (2)$$

составляет ~ 60 кГс. По-видимому, эту величину можно считать оценкой снизу, поскольку в конечной части траектории пробного луча, которая определяет регистрируемый угол поворота α , плотность плазмы должна быть менее 10^{20} см⁻³. Кроме того, по формуле (2) определяется лишь составляющая магнитного поля вдоль направления зондирования.

Необходимо отметить также следующее обстоятельство. К повороту плоскости поляризации пробного луча помимо эффекта Фарадея ($I \parallel B$) и более слабого эффекта Коттона – Мутона ($I \perp B$) могут приводить и неоднородности плазмы даже в отсутствие магнитного поля. Можно показать, что в приближении геометрической оптики ($\lambda/L \ll 1$), λ – длина волны пробного луча, $L = (\nabla n_e/n_e)^{-1}$ при $n_e/n_c < 1$ (когда мала рефракция) угол поворота поляризации пробного луча в неоднородной магнитоактивной плазме есть сумма поворотов вследствие эффекта Фарадея α_B и неоднородности плотности плазмы $\alpha_{\nabla n_e}$:

$$\begin{aligned} \alpha = \alpha_{\nabla n_e} + \alpha_B = & - \int_0^Y d\xi (\mathbf{e}_0 \vec{k}(\xi)) \int_0^\xi d\xi' ([\mathbf{l}_0 \mathbf{e}_0] \vec{k}(\xi')) - \\ & - \frac{1}{2c} \int_0^Y d\xi' \frac{n_e(\xi')}{n_c} (\mathbf{l}_0 \vec{\Omega}(\xi')) . \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \mathbf{e}_0, \mathbf{e} – единичные векторы поляризации ($\mathbf{e} = \mathbf{E}/E$), а \mathbf{l}_0, \mathbf{l} – единичные вектора направления ($\mathbf{l} = \mathbf{k}/k$), соответственно, падающей и прошедшей волн; $\vec{k} = \frac{1}{2} \nabla \ln n_e$, $n_e(\xi)$ – электронная плотность на пути пробного луча; $\vec{\Omega} = e\mathbf{B}/m_e c$.

Для одномерно неоднородной вдоль оси x плазмы ($k_x = -\frac{1}{2} \frac{n_e}{n_c} \frac{1}{L}$) толщиной Y

вдоль оси y и пробного луча, падающего вдоль оси y , с плоскостью поляризации, составляющей угол ψ с плоскостью (x, y) , из (3) легко получить (в предположении $B \parallel y$):

$$\alpha = \alpha_{\nabla n_e} + \alpha_B = \frac{\sin 2\psi}{16} \frac{Y^2}{L^2} \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^2 + \frac{Y\Omega}{2c} \frac{n_e}{n_c} . \quad (4)$$

Отсюда следует, что эффект Фарадея превышает поворот плоскости поляризации вследствие неоднородности плазмы при выполнении условия

$$\frac{\Omega L}{c} > \frac{Y}{8L} \frac{n_e}{n_c} . \quad (5)$$

Из (5) видно, что при приведенных выше параметрах ($Y \approx 100$ мкм, $n_e \approx 10^{20}$ см⁻³) и $L \approx 30$ мкм указанное неравенство выполняется при $B > 25$ кГс. Следовательно, в условиях проведенных экспериментов оба эффекта могут давать сравнимый вклад в поворот плоскости поляризации пробного луча.

Литература

1. *Stampfer J.A., Ripin B.H.* Phys. Rev. Lett., 1975, 34, 138.
2. *Raven A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1978, 41, 554.
3. *Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б.* ЖЭТФ, 1978, 74, 516.
4. *Розанов В.Б., Демченко Н.Н.* Квантовая электроника, 1985, 12, 1895.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Институт физики плазмы
и лазерного микросинтеза им. С.Калинского
г. Варшава (ПНР)

Поступила в редакцию
13 января 1987 г.