

ВЛИЯНИЕ СПОНТАННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ВЫЛЕТ
ЗАРЯЖЕННЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ЛАЗЕРНОЙ
ПЛАЗМЫ

С. С. Котельников, И. Г. Лебо, В. Б. Розанов

УДК. 533.903

Показано, что спонтанные магнитные поля в сжатых лазерных мишенях могут оказать влияние на вылет заряженных частиц - продуктов термоядерных реакций. Указывается на возможность диагностики магнитных полей и развития неустойчивости по анизотропии вылета этих частиц.

При сжатии сферических оболочек мощным лазерным импульсом в исследованиях по проблеме лазерного термоядерного синтеза возможна генерация спонтанных магнитных полей во внутренней области лазерной мишени. Магнитные поля генерируются вследствие возникновения непараллельных градиентов температуры и плотности в лазерной плазме из-за развития рэлей-тейлоровской неустойчивости на стадии торможения оболочки внутренним газом и могут достигать величины 10-100 МГс /I/.

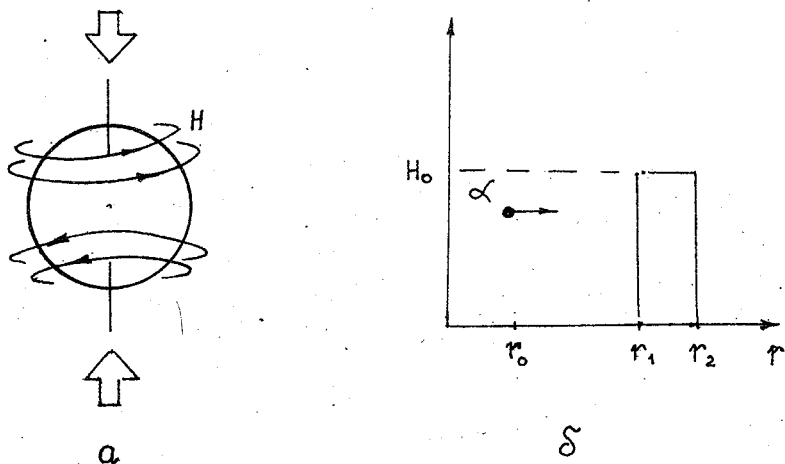
В настоящей работе рассматривается задача о влиянии магнитных полей на вылет заряженных частиц, образующихся в термоядерных реакциях, и возможность диагностики магнитных полей по угловому распределению этих частиц.

Рассмотрим простейший случай осесимметричных возмущений при сферическом сжатии лазерных мишеней. Тогда магнитные поля имеют только φ -компоненту относительно этой оси (в произвольном случае поля "навиваются" на локальные оси) (см. рис. 1а). Рассмотрим влияние второй гармоники магнитного поля на вылет заряженных частиц. Распределение в этом случае описывается формулой

$$H_{\varphi}(r, \vartheta) = H(r) \sin 2\vartheta, \quad (I)$$

где $H(r)$ отлична от нуля в области $r_1 < r < r_2$, причем для простоты полагаем, что в этом промежутке $H(r) = H_0 = \text{const}$ (см. рис. 1б).

Как следует из численных расчетов, амплитуда полей в сжатых мишенях достигает величины $H_0 \sim 30-100$ МГс, а область локализации полей имеет размеры $r_2 - r_1 \sim 10-30$ мкм и расположена вблизи границы оболочки - ДТ-горючее на расстоянии от центра 40-80 мкм, в то время как эффективная область термоядерных реакций (область, где происходит более половины всех актов синтеза) расположена в центре и имеет радиус $r_0 \sim 10-20$ мкм, то есть $r_0 < r_1 / 1/$.

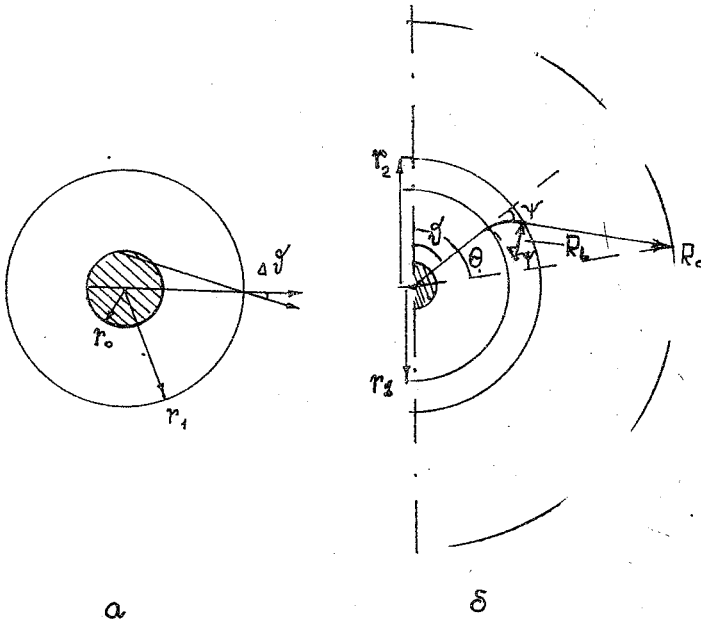


Р и с. 1. Схематичные распределения магнитных полей в лазерной мишени: а) по углу, б) по радиусу; r_0 - граница эффективной области термоядерных реакций; r_1, r_2 - радиусы области локализации магнитных полей

Вблизи области, занятой магнитным полем, заряженные частицы летят в основном по радиусу. Действительно, среднее квадратичное отклонение частиц от радиального направления составляет величину (см. рис. 2а)

$$\overline{\Delta\vartheta^2} \approx \overline{\sin^2 \Delta\vartheta} = \frac{1}{3} \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 \approx 0,05. \quad (2)$$

Кроме того число частиц, летящих по радиусу, пропорционально длине диаметра, а число частиц, летящих под углом - длине хорды.



Р и с. 2. Траектории движения заряженных термоядерных частиц в мишенях: а) вблизи эффективной области реакций; б) в области локализации магнитных полей; R_L - ларморовский радиус заряженных термоядерных частиц, R_0 - расстояние от мишени до регистрирующего устройства

Оценка (2) говорит о том, что число частиц dQ , вылетающих в телесный угол $d\Omega$, приходящееся на единичный интервал скорости, есть величина постоянная, т.е.

$$dQ/d\Omega dv = \text{const.} \quad (3)$$

Для рассматриваемых значений магнитного поля отношение δ длины области, занятой магнитным полем, к ларморовскому радиусу α -частицы с энергией $\epsilon_\alpha = 3,5$ МэВ составляет

$$\delta = (r_2 - r_1)/R_{L\alpha} \leq 0,3 < 1, \quad (4)$$

где $R_{L\alpha} = (A/Z)(e\hbar/m\epsilon_0)v_\alpha$, v_α - скорость α -частицы, Z , A - заряд и атомная масса α -частицы. В случае протонов с энергией $\epsilon_p = 14,7$ МэВ

$$R_{Lp} = \left(\frac{Z}{A} \right)_{\alpha} \sqrt{\frac{A \delta_p}{\epsilon_\alpha}} R_{L\alpha} \approx 2R_{L\alpha}$$

На рис. 26 изображена траектория частицы, вылетающей под углом θ к оси симметрии магнитного поля в плоскости $\varphi = \text{const}$, в приближении локально однородного поля. (Относительное изменение магнитного поля при прохождении α -частицей области от r_1 до r_2 составляет величину второго порядка малости по δ и не учитывается в дальнейших расчетах.)

Из рис. 26 можно получить выражение для угла поворота частицы, а именно

$$\sin \psi = \frac{\sqrt{4\tilde{R}_L^2 r_2^2 - (r_2^2 - r_1^2)^2 - (2R_L^2 + r_1^2 - r_2^2)(r_1/R_L)}}{2(r_1^2 + \tilde{R}_L^2)}, \quad (5)$$

где \tilde{R}_L - локальное значение ларморовского радиуса, т.е. $\tilde{R}_L = \frac{c\hbar}{e\epsilon_0 v_\alpha} 2eH(\vartheta)$. В линейном по δ приближении, с учетом зависимости $H(\vartheta)$ из формулы (1), выражение (5) значительно упрощается, а именно:

$$\sin \psi \approx (r_2 - r_1)/\tilde{R}_L = \delta \sin 2\vartheta. \quad (6)$$

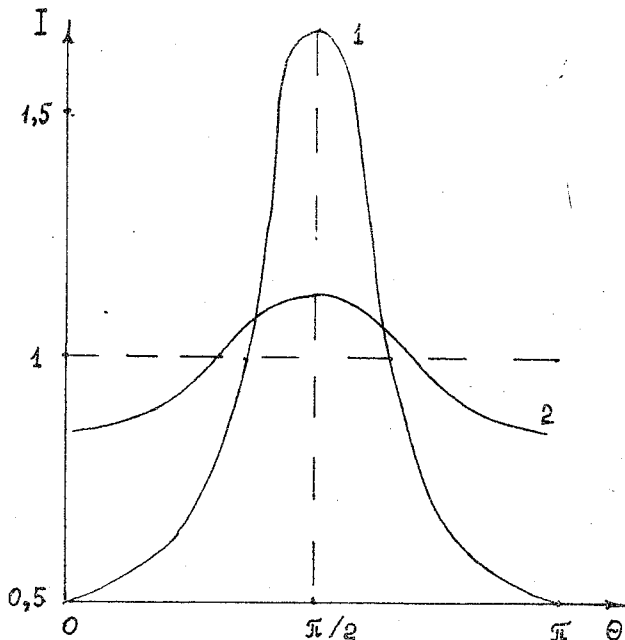
Угол θ с учетом условия $r_2/R_0 \ll 1$ (см. рис. 2) можно выразить через ϑ с помощью соотношения

$$\theta \approx \vartheta + \arcsin(\delta \sin 2\vartheta). \quad (7)$$

С помощью формулы (7) можно получить выражение для отношения углового распределения α -частиц $dq^H/d\Omega dv$ в магнитном поле к изотропному распределению (3) в следующем виде:

$$I(\theta) = \frac{dQ^H}{dQd\nu} / \frac{dQ^H}{dQd\nu} = \frac{\sin^2 \nu}{\sin^2 \theta} \frac{1}{1 + 2b \cos 2\nu}, \quad (8)$$

где угол ν следует выразить через θ с помощью соотношения (7).
Зависимость $I(\theta)$ для различных значений δ представлена на рис. 3.



Р и с. 3. Угловое распределение заряженных термоядерных частиц, вылетающих из мишени, для значений параметра $\delta = (r_2 - r_1)/R_T$, равных 0,2 (1) и 0,05 (2)

Для более высоких гармоник магнитного поля ($H \sim \sin K\vartheta$, K - номер гармоники) угловое распределение $I(\theta)$ имеет вид

$$I(\theta) \sim (1 + K \cos K\vartheta)^{-1}, \quad (9)$$

если K и δ удовлетворяют условию $K\delta < 1$. Последнее неравенство позволяет пренебречь угловой зависимостью магнитного поля при движении α -частицы в области от r_1 до r_2 и считать поле равным своему локальному значению $H_0 \sin k\vartheta$. Из формулы (9) следует, что число максимумов N в распределении $I(\theta)$ равно:

$$N = \begin{cases} (K + 1)/2, & \text{для нечетных гармоник} \\ K/2 & \text{для четных гармоник.} \end{cases}$$

Следовательно, по числу максимумов функции $I(\theta)$ и их местоположению можно найти номер гармоники магнитного поля K , а значение функции $I(\theta)$ в максимуме позволяет определить величину магнитного поля H_0 .

Для негармонического распределения магнитного поля по углу ϑ ($N = N(r)f(\vartheta)$) зависимость $f(\vartheta)$ может быть определена по измеренному угловому распределению $I(\theta)$ с помощью следующей формулы:

$$f(\theta) = \frac{1}{\delta} \int_0^{\theta} [1 - I(\tilde{\theta})] \sin \tilde{\theta} d\tilde{\theta}. \quad (10)$$

В случае непрозрачных для α -частиц оболочек для диагностики магнитных полей можно использовать протоны с энергией $\epsilon_p = 14,7$ МэВ, образующиеся в мишенях, состоящих из смеси He^3 и D , либо вторичные протоны в D - D мишенях.

Регистрация анизотропии разлета заряженных термоядерных частиц может служить средством диагностики магнитных полей в сжатой лазерной мишени, где оптические методы [2] исследования не применимы. Отметим также, что наличие сильных полей свидетельствует о развитой гидродинамической неустойчивости.

Авторы благодарят Э. А. Чобана за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
19 марта 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Г. Гамалий и др., Труды XV Международной конференции по явлениям в ионизованных газах (МГИК-15), Минск, июль 1981 г., т. I, с. 213-214.
2. J. A. Stamper, E. A. McLean, B. N. Ripin, Phys. Rev. Lett., 40, 1177 (1978).