Краткие сообщения по физике № 12-1986 г.

УДК 533.903

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

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

Рассмотрена задача о рассеянии пучка электронов на магнитных полях в лазерной мишени. Показано, что измерение дифференциального сечения рассеяния позволяет определить номер гармоники магнитного поля, развивающейся наиболее интенсивно, а максимальный угол отклонения позволяет судить о величине поля.

В результате отклонения от сферической симметрии сжатия лазерной мишени (из-за развития гидродинамической неустойчивости) в плотной плазме возможно появление полей порядка 10 МГс и более. В работе /1/ указывалось на возможность экспериментального исследования спонтанных магнитных полей в мишенях по рассеянию пучка электронов с энергиями $\gtrsim 100$ кэВ на этих полях.

Рассмотрим рассеяние электронного пучка на полоидальном магнитном поле. Такая геометрия может реализоваться при наличии в облучающей системе выделенного направления. Кинематика рассеяния электронного пучка на магнитном поле изображена на рис. 1. Ось пучка электронов совпадает с осью мишени. Магнитное поле локализовано в области $[R_M - \Delta, R_M]$ и имеет только азимутальную компоненту $B = (0,0,B_\varphi)$. Время изменения магнитного поля по порядку величины равно времени разлета мишени, т.е. составляет $\sim 10^{-9}$ с, а время пролета электрона с энергией $\epsilon \sim 100$ кэВ равно $R_H/v \sim 10^{-11}$ с. Таким образом, при рассмотрении задачи о рассеянии частиц магнитное поле будем считать стационарным. Рассмотрим взаимодействие пучка с магнитным полем вида:

$$B = \begin{cases} B_0 \sin k\theta & r \in [R_M - \Delta, R_M] \\ 0 & r \notin [R_M - \Delta, R_M]. \end{cases} \tag{1}$$

Уравнения движения частицы в таком поле в сферических координатах имеют вид:

$$\begin{gathered} dr/dt = v_r, \quad r d\theta/dt = v_\theta, \\ dv_r/dt = -\omega_B v_\theta \sin k\theta + v_\theta^2/r, \\ dv_\theta/dt = \omega_B v_r \sin k\theta - v_r v_\theta/r, \end{gathered} \tag{2}$$

где $\omega_B = eB_0/m_e c$ – циклотронная частота; v_r и v_θ – компоненты скорости. Начальные условия: $t = 0$, $r = R_M$, $v_r = -v_0 \sin\theta_0$, $v_\theta = v_0 \cos\theta$, v_0 – скорость частиц в пучке, $\theta_0 = \arcsin \rho/R_M$, ρ – прицельный параметр (рис. 1). Если обезразмерить уравнения (2) и начальные условия с помощью масштабных величин R_M, v_0, ω_B, $t_0 = R_M/v_0$, то решение будет зависеть от двух параметров: $\Delta_B = (\Delta/R_M)$ и $\delta = (R_M/R_L)$, где $R_L = v_0/\omega_B$ – ларморовский радиус. В общем случае система (2) для N частиц решалась численно (программа "РЭМП").

Для малых значений параметра δ систему уравнений (2) приближенно можно решить аналитически. После замены переменных $v_r = -v_0 \cos(\Theta + \theta)$, $v_\theta = v_0 \sin(\Theta + \theta)$, $x = r/R_M$ и исключения времени систему (2) можно записать в следующей форме:

$$\cos(\Theta + \theta)d\Theta/dx = \delta \sin k\theta,$$

$$d\theta/dx = -\ (1/x)\,\mathrm{tg}(\Theta + \theta), \tag{3}$$

где Θ – угол отклонения от первоначального направления как функция x.

Система уравнений (3) решалась итерациями по малому параметру δ ($R_M \ll R_L$) с точностью до линейных членов. Линейное приближение несправедливо при четных значениях параметра k, поскольку при этом частица, пересекая область магнитного поля при влете в мишень и при вылете из мишени, отклоняется в противоположных направлениях. Суммарное отклонение при четных k всегда меньше, чем при нечетных.

Случай $k = 1$ и $B = -B_0 \sin\theta$ при $r \in [R_M - \Delta, R_M]$ моделирует распределение магнитных полей в плазменном факеле, образованном при облучении плоских мишеней. (Для простоты предполагается, что плазма имеет вид сферы, переход к эллипсоидальной форме факела не представляет принципиальных затруднений.) Из (3) можно получить угол отклонения Θ как функцию x_0:

$$\Theta = \begin{cases} 2\delta x_0 \ln \dfrac{1 + \sqrt{1 - x_0^2}}{1 - \Delta_B + \sqrt{(1 - \Delta_B)^2 - x_0^2}}, & 0 < x_0 < 1 - \Delta_B, \\[2ex] 2\delta x_0 \ln \dfrac{1 + \sqrt{1 - x_0^2}}{x_0}, & 1 - \Delta_B < x_0 < 1, \end{cases} \tag{4}$$

где $x_0 = \rho/R_M$. Максимальный угол отклонения $\Theta_{max} \approx 1{,}2\delta$ зависит от амплитуды магнитного поля через параметр δ. По известному из эксперимента значению Θ_{max} возможно, в принципе, определить величину магнитного поля в плазме. Численные расчеты показывают, что в случае $R_M \sim R_L$ возникает зависимость Θ_{max} также и от параметра Δ_B.

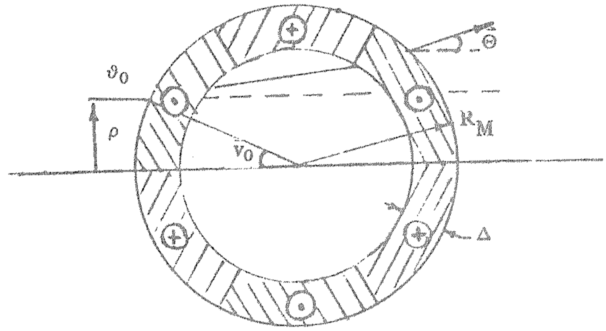

Рис. 1. Кинематика рассеяния электрона на полоидальном магнитном поле. Знаками ⊙ или ⊕ указаны направления входа или выхода силовых линий магнитного поля в мишени.

В качестве примера рассчитана зависимость угла отклонения от относительного прицельного параметра x_0 для $k = 3$ и 5, $\delta = 0{,}2$, $\Delta_B = 0{,}2$ (рис. 2а). На рис. 2б представлена зависимость дифференциального сечения рассеяния $(d\sigma/d\Omega)/R_M^2$. Сечение максимально в тех точках, где $d\Theta/dx_0 = 0$. Число максимумов N в зависимости $d\sigma/d\Omega$ при $K\Delta_B < 1$ однозначно связано с номером гармоники магнитного поля и определяется числом корней функции $\sin k\theta$ при $0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2$, т.е. $N < k/2 + 1$.

На рис. 3 представлены результаты расчетов для случая $\delta = 1$, $\Delta_B = 0{,}2$. Аналитическое решение при $\delta = 1$ формально не применимо, однако результаты численного и аналитического расчетов схожи по характеру поведения. Значения величин Θ и $d\sigma/d\Omega$ для численного и аналитического расчетов, как и следовало ожидать, различаются.

В настоящей работе не учитывались следующие эффекты: взаимодействие электронов с электрическими полями, которые могут возникать в плазме за счет нестационарности; эффекты многократного рассеяния в плазме; возможная генерация в мишени быстрых электронов.

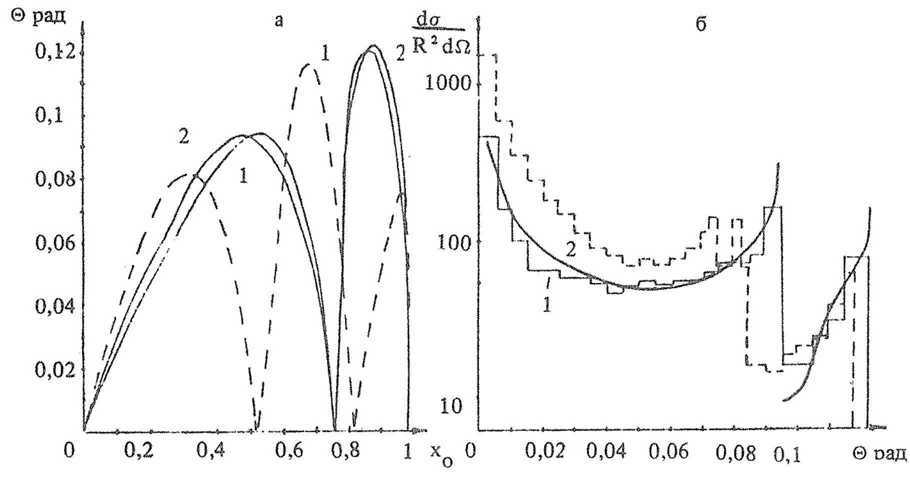

Рис. 2. а) Зависимость угла рассеяния Θ от относительного прицельного параметра $x_0 = \rho/R_M$. б) Зависимость дифференциального сечения рассеяния $d\sigma/d\Omega$ от x. Пунктирная кривая и кривая 1 – результаты численного расчета для к = 5 и к = 3, кривая 2 – аналитический расчет для к = 3. $\delta = 0{,}2$, $\Delta_B = 0{,}2$.

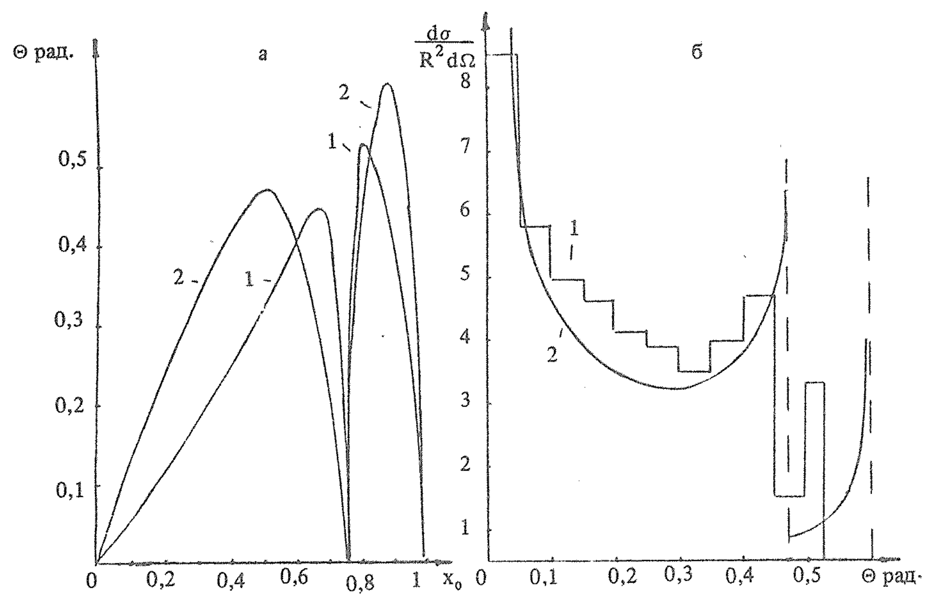

Рис. 3. То же, что на рис. 2, для $\delta = 1$, $\Delta_B \cong 0{,}2$, $к \cong 3$.

Вихревое электрическое поле можно оценить как $E \sim dB/ct$, где d – характерный размер области, в которой существует поле, t – время изменения. Для $B \approx 10$ МГс, $d \leqslant 10^{-2}$ см, $t \sim 10^{-9}$ с и электронов с энергией $\epsilon > 100$ кэВ отклонение частицы в электрическом поле будет на порядок меньше, чем в магнитном.

Энергия и количество быстрых электронов, генерируемых в мишени, зависят от параметра $q\lambda^2$, где q – интенсивность, λ – длина волны излучения /2/. Для случая $q\lambda^2 \leqslant 10^{14}$ (Вт/см^2)мкм^2 доля быстрых электронов с энергиями порядка 100 кэВ пренебрежимо мала.

Отклонение электронного пучка в магнитном поле следует сравнить со среднеквадратичным отклонением $\langle\Theta^2\rangle$, обусловленным многократным рассеянием заряженной частицы в плазме /3/:

$$\langle\Theta^2\rangle = \frac{8\pi e^4 \bar{n} R_M \Lambda}{\epsilon^2}\ , \tag{5}$$

где $\bar{n}$ – средняя концентрация плазмы в области размером R_M, Λ – кулоновский логарифм. При n = $= 10^{24}\text{см}^{-3}$, $R_M = 10$ мкм для $\epsilon > 100$ кэВ отклонение в магнитном поле (Θ_M) оказывается больше, чем отклонение за счет многократного рассеяния, причем $\Theta_M \sim \Delta_B/R_L \sim 1/\sqrt{\epsilon}$, а $\langle\Theta^2\rangle \sim \epsilon^{-2}$.

Авторы благодарны Г.В. Склизкову за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. Труды ФИАН, 149, 66 (1985).
2. Henderson D.B. Preprint LA–UR–77–1442, 1977.
3. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М., Атомиздат, 1978, с. 271.

Поступила в редакцию 10 сентября 1986 г.