

УДК 537.5

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ГРАДИЕНТА ПЛОТНОСТИ

М. Нирузад, Б. Фарохи

Аракский университет, Арак, Иран

E-mails: m-niroozad@phd.araku.ac.ir, b-farokhi@araku.ac.ir

Исследуется поток расходящихся быстрых электронов, возникающих при взаимодействии луча лазера большой мощности с цилиндрической сверхплотной мишенью. Цилиндрические мишени, состоящие из ядра низкой плотности и облицовки высокой плотности, облучались ультраинтенсивным кольцеобразным лазерным лучом. В результате аналитических исследований установлено, что такие мишени с большим градиентом плотности генерируют на границе раздела сильное спонтанное магнитное поле, которое может коллимировать быстрый электронный пучок и предотвратить убегание электронов. Проведено сравнение магнитного поля, создаваемого такой цилиндрической мишенью, с магнитным полем, создаваемым плоскими мишенями. Установлено, что цилиндрические мишени более эффективно создают спонтанное магнитное поле на границе раздела и снижают поперечное угловое распределение быстрого электронного луча. Это позволяет использовать данные мишени для передачи энергии к основной мишени и для обеспечения термоядерного синтеза с инерциальным удержанием.

Ключевые слова: пучок быстрых электронов, цилиндрическая мишень, самогенерируемое магнитное поле, скорость потока электронов.

DOI: 10.15372/PMTF20210606

Введение. Высокоэнергетические электроны возникают и устремляются к мишени в результате взаимодействия мощного короткого импульса лазера и твердой мишени [1–6]. Такие электронные лучи лазера используются при термоядерном синтезе с инерциальным удержанием [2, 3].

Метод быстрого зажигания заключается в следующем. Короткий (порядка 10^{-11} с) высокоэнергетический (порядка 10^5 Дж) лазерный импульс большой интенсивности (порядка 10^{24} Вт/м²) облучает таблетки, содержащие смесь дейтерия и трития. Этот метод является более эффективным по сравнению с традиционным методом зажигания [3]. При таком подходе релятивистские электроны создаются на краю таблеток (обычно на расстоянии от плотного ядра $50 \cdot 10^{-6}$ м) различными способами. Эти высокоэнергетические электроны могут распространяться через объемное твердое тело и передавать энергию плотному ядру [2, 3]. При распространении пучка быстрых электронов через плотную плазму ток в нем нейтрализуется обратным электронным током фоновой плазмы, генерируемым большими электрическими полями пучка быстрых электронов [7].

Один из наиболее значимых механизмов создается за счет омического нагрева обратными токами [5]. При этом большое значение имеет эффективная передача энергии

коротких импульсов сжатому ядру мишени. В работе [8] исследовано распределение по углу в поперечном направлении пучка быстрых электронов. Возможность коллимирования релятивистского электронного пучка с помощью сжатого ядра мишени является условием успешного зажигания. Для уменьшения расхождения по углу пучка быстрых электронов используются различные методы и мишени различной геометрии. Например, используются самогенерируемое магнитное поле на границе областей с различным удельным сопротивлением в многослойной мишени [9], мишени с большим удельным сопротивлением ядра и низким сопротивлением оболочки [10], распределительные мишени [11], мишени в виде двойного конуса [12], наложение аксиального магнитного поля [13], наложение внешнего магнитного поля [14], плоские мишени с ядром малой плотности и оболочки высокой плотности [15], два последовательных лазерных импульса [16] и т. д. Установлено, что все эти способы позволяют коллимировать пучки быстрых электронов.

Применяются также цилиндрические мишени с градиентом плотности. Цилиндрические мишени более удобно использовать при проведении экспериментальных исследований [17, 18]. В работе [19] впервые предложена аналитическая модель для расчета самогенерируемого магнитного поля в цилиндрической мишени (мишени с ядром малой плотности и оболочкой большой плотности). В данной работе рассматриваются цилиндрическая мишень и кольцеобразный лазерный луч, проводится сравнение самогенерируемых магнитных полей в плоских и цилиндрических мишенях.

1. Аналитическая модель. В предлагаемой модели кольцеобразный лазерный луч большой интенсивности облучает немагнитную мишень (ось луча совпадает с осью мишени). Предполагается, что мишенью является плазменная структура с градиентом плотности (ядро мишени имеет низкую плотность, облицовка — высокую плотность). Однородный быстрый электронный луч генерируется при взаимодействии лазера и плазмы, распространяется через мишень и генерирует электрическое поле, которое управляет обратным током.

Из результатов численного и аналитического моделирования следует, что мишень с ядром большой плотности и облицовкой малой плотности может генерировать на границе раздела мегагауссное магнитное поле, которое коллимирует быстрые электроны [15, 20]. Самогенерированное магнитное поле рассчитывается с использованием подхода жесткого луча. Этот подход, предложенный в работах [21, 22], используется при расчете распространения электронных лучей лазера в твердом (плазменном) веществе. В модели предполагается, что пучок с фиксированной плотностью тока движется со средней скоростью v_0 вдоль оси z . В данной работе предполагается, что ионы неподвижны и образуют фон с нейтрализующим зарядом. Поскольку интерфейсное магнитное поле создается в течение малого промежутка времени, основное внимание уделяется исследованию начальной стадии процесса, на которой не учитывается столкновение.

Плотность плазмы больше плотности пучка быстрых электронов ($n_p > n_b$), поэтому фоновый поток плазмы является нерелятивистским и имеет небольшой по сравнению с пучком быстрых электронов тепловой разброс.

Поскольку рассматривается плазма с холодными электронами, тепловые эффекты электронов не учитываются. Такой подход используется при изучении взаимодействия лазерного луча и плазмы [23]. Таким образом, фоновые электроны можно рассматривать как нерелятивистскую холодную бесстолкновительную жидкость.

Уравнения электронной жидкости вместе с уравнениями Максвелла являются полной системой уравнений, описывающих реакцию системы на поток быстрых электронов [24]. Уравнение неразрывности и уравнение, описывающее движение электронной жидкости,

записываются в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}_e) = 0; \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{p}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{p}_e \right) = -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} \right), \quad (2)$$

где $-e$ — заряд электрона; \mathbf{v}_e — скорость потока фоновых электронов; \mathbf{E} , \mathbf{B} — электрическое и магнитное поля; $\mathbf{p}_e = m\gamma_e \mathbf{v}_e$ — импульс фоновых электронов; m — масса покоя электрона; $\gamma_e = 1/\sqrt{(1 - \mathbf{v}_e^2/c^2)}$ — релятивистский массовый множитель.

В соответствии с принятыми выше предположениями в уравнении (2) не учитываются члены, описывающие электронное давление и столкновение электронов.

Вводя векторный потенциал \mathbf{A} и скалярный потенциал φ , удовлетворяющие условию Кулона $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, уравнение (2) запишем в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\mathbf{p}_e - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) - \mathbf{v}_e \times \nabla \times \left(\mathbf{p}_e - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) = -\nabla \left(\gamma_e \frac{\mathbf{v}_e \cdot \mathbf{v}_e}{2} \right) + e \nabla \varphi. \quad (3)$$

Введем вектор вихря $\mathbf{\Omega}$:

$$\mathbf{\Omega} = \nabla \times \left(\mathbf{p}_e - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right).$$

Применяя к уравнению (3) оператор $\nabla \times$, для вектора вихря получаем закон сохранения [24]

$$\frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v}_e \times \mathbf{\Omega}) = 0 \quad \implies \quad \frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{\Omega} = -\mathbf{\Omega} (\nabla \cdot \mathbf{v}_e) + (\mathbf{\Omega} \cdot \nabla) \mathbf{v}_e.$$

Если до момента прихода луча значения \mathbf{B} и $\nabla \times \mathbf{p}_e$ равны нулю, то и вектор $\mathbf{\Omega}$ равен нулю, следовательно:

$$\mathbf{B} = \frac{c}{e} \nabla \times \mathbf{p}_e.$$

В этом случае поток электронов нерелятивистский и релятивистскими эффектами можно пренебречь. Тогда

$$B_\theta(r) = -\frac{c}{e} \frac{\partial p_{ez}(r)}{\partial r}. \quad (4)$$

Уравнение Максвелла для самогенерируемых электрического и магнитного полей имеет следующий вид:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \left(-\frac{en}{m\gamma_e} \mathbf{p}_e + \mathbf{J}_0 \right) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (5)$$

Для длинного луча ($l_b \gg v_0/\omega_{pe}$) ток смещения $c^{-1} \partial \mathbf{E}/\partial t$ порядка $(v_0/(\omega_p l_b))^2 \ll 1$. Здесь v_0 , ω_p — скорость быстрых электронов и частота колебаний плазменного фона соответственно. Поэтому слагаемым в правой части уравнения (5), описывающим ток смещения, можно пренебречь [24]:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \left(-\frac{en}{m\gamma_e} \mathbf{p}_e + \mathbf{J}_0 \right). \quad (6)$$

С использованием уравнений (4), (6) получаем уравнение для самогенерируемого бесстолкновительного магнитного поля

$$\frac{mc^2}{4\pi e^2} \nabla \times \left(\frac{\gamma_e}{n} \nabla \times \mathbf{B} \right) + \mathbf{B} = \frac{mc\gamma_e}{e^2} \left(\frac{1}{n} \nabla \times \mathbf{J}_0 - \frac{1}{n^2} \nabla n \times \mathbf{J}_0 \right). \quad (7)$$

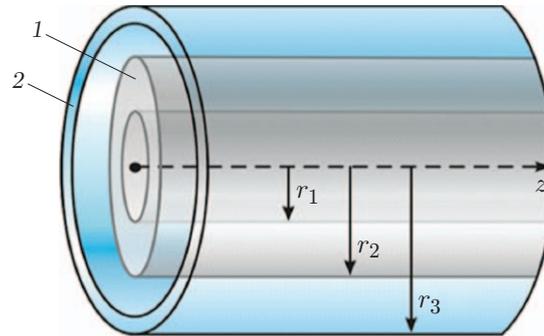


Рис. 1. Схема мишени:

1 — ядро малой плотности, 2 — облицовка большой плотности

Из уравнения (7) следует, что мишень с градиентом плотности в направлении, перпендикулярном направлению скорости потока пучка быстрых электронов, создает сильные магнитные поля на границе раздела ядра с малой плотностью и оболочки с большой плотностью и коллимирует поток быстрых электронов.

2. Аналитическое исследование магнитного поля, генерируемого в цилиндрической мишени и создающего однородные пучки быстрых электронов. Исследуется самогенерируемое на границе ядра с низкой плотностью и облицовки с высокой плотностью магнитное поле, действующее на цилиндрическую мишень. Рассматривается трехслойная мишень, ядро которой представляет собой кольцо с внутренним радиусом r_1 и внешним радиусом r_2 , r — расстояние от центра кольца, $r_2 - r_1$ — характерный размер кольцеобразного ядра (рис. 1). Фоновая плазма состоит из трех областей со следующими плотностями: n_{i1} при $0 < r < r_1$, n_{i2} при $r_1 \leq r \leq r_2$, n_{i3} при $r > r_2$.

Предполагается, что плотности пучка быстрых электронов в областях 1, 2, 3 равны n_{01} , n_{02} , n_{03} соответственно. Условия квазинейтральности в этих областях имеют вид

$$n_j = z_j n_{ij} - n_{0j}, \quad j = 1, 2, 3,$$

где n_j — плотность фоновых тепловых электронов; z_j — зарядовое состояние в j -й области.

Из уравнений (4), (6) получаем уравнение

$$\frac{mc^2}{4\pi e^2} \left(\frac{d^2 v_{ez}(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_{ez}(r)}{dr} \right) = n v_{ez}(r) + n_0 v_0, \quad (8)$$

которое можно записать в виде

$$\begin{aligned} \delta_1^2 \left(\frac{d^2 v_{ez}(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_{ez}(r)}{dr} \right) - \left(v_{ez}(r) + \frac{v_{01} n_{01}}{n_1} \right) &= 0, \quad 0 < r < r_1, \\ \delta_2^2 \left(\frac{d^2 v_{ez}(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_{ez}(r)}{dr} \right) - \left(v_{ez}(r) + \frac{v_{02} n_{02}}{n_2} \right) &= 0, \quad r_1 \leq r \leq r_2, \\ \delta_3^2 \left(\frac{d^2 v_{ez}(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_{ez}(r)}{dr} \right) - \left(v_{ez}(r) + \frac{v_{03} n_{03}}{n_3} \right) &= 0, \quad r > r_2, \end{aligned}$$

где $\delta_j = c/\omega_{pj}$ — толщина скин-слоя бесстолкновительных электронов; $\omega_{pj} = \sqrt{4\pi n_j e^2/m}$ ($j = 1, 2, 3$) — плазменная частота электронов для фоновой плазмы в j -й области.

Приведенные выше уравнения называются модифицированными уравнениями Бесселя, их решения имеют вид

$$v_{ez}(r) = \begin{cases} c_1 I_0(r/\delta_1) - v_{01}n_{01}/n_1, & 0 < r < r_1 \\ c_2 I_0(r/\delta_2) + c_3 K_0(r/\delta_2) - v_{02}n_{02}/n_2, & r_1 \leq r \leq r_2, \\ c_4 K_0(r/\delta_3) - v_{03}n_{03}/n_3, & r > r_2, \end{cases} \quad (9)$$

где $I_0(r/\delta_2)$, $K_0(r/\delta_2)$ — модифицированные функции Бесселя нулевого порядка; константы c_1 , c_2 , c_3 , c_4 определяются из краевых условий:

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\delta_1}{\delta_2} \left[c_2 I_1\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) - c_3 K_1\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) \right] / I_1\left(\frac{r_1}{\delta_1}\right), \\ C_2 &= \left\{ C_3 \left[K_0\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) + \frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{I_0(r_1/\delta_1)}{I_1(r_1/\delta_1)} K_1\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) \right] - \frac{v_{02}n_{02}}{n_2} + \frac{v_{01}n_{01}}{n_1} \right\} / \\ &\quad / \left[\frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{I_0(r_1/\delta_1)}{I_1(r_1/\delta_1)} I_1\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) - I_0\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) \right], \\ C_3 &= \left\{ \left[\frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{I_0(r_1/\delta_1)}{I_1(r_1/\delta_1)} I_1\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) - I_0\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) \right] \left(\frac{v_{02}n_{02}}{n_2} - \frac{v_{03}n_{03}}{n_3} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \left[\frac{\delta_3}{\delta_2} \frac{K_0(r_2/\delta_3)}{K_1(r_2/\delta_3)} I_1\left(\frac{r_2}{\delta_2}\right) + I_0\left(\frac{r_2}{\delta_2}\right) \right] \left(-\frac{v_{02}n_{02}}{n_2} + \frac{v_{01}n_{01}}{n_1} \right) \right\} / \\ &\quad / \left\{ \left[\frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{I_0(r_1/\delta_1)}{I_1(r_1/\delta_1)} K_1\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) + K_0\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) \right] \left[\frac{\delta_3}{\delta_2} \frac{K_0(r_2/\delta_3)}{K_1(r_2/\delta_3)} I_1\left(\frac{r_2}{\delta_2}\right) + I_0\left(\frac{r_2}{\delta_2}\right) \right] - \right. \\ &\quad \left. - \left[\frac{\delta_3}{\delta_2} \frac{K_0(r_2/\delta_3)}{K_1(r_2/\delta_3)} K_1\left(\frac{r_2}{\delta_2}\right) - K_0\left(\frac{r_2}{\delta_2}\right) \right] \left[\frac{\delta_1}{\delta_2} \frac{I_0(r_1/\delta_1)}{I_1(r_1/\delta_1)} I_1\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) - I_0\left(\frac{r_1}{\delta_2}\right) \right] \right\}, \\ C_4 &= -\frac{\delta_3}{\delta_2} \left[c_2 I_1\left(\frac{r_2}{\delta_2}\right) - c_3 K_1\left(\frac{r_2}{\delta_2}\right) \right] / K_1\left(\frac{r_2}{\delta_3}\right). \end{aligned}$$

Выражение для магнитного поля можно получить, подставляя уравнение (9) в уравнение (4):

$$\frac{eB_\theta(r)}{mc} = \begin{cases} -\frac{C_1}{\delta_1} I_1\left(\frac{r}{\delta_1}\right), & 0 < r < r_1, \\ -\frac{c_2}{\delta_2} I_1\left(\frac{r}{\delta_2}\right) + \frac{c_3}{\delta_2} K_1\left(\frac{r}{\delta_2}\right), & r_1 \leq r \leq r_2, \\ \frac{c_4}{\delta_3} K_1\left(\frac{r}{\delta_3}\right), & r > r_2, \end{cases} \quad (10)$$

где $I_1(r/\delta_2)$, $K_1(r/\delta_2)$ — модифицированные функции Бесселя первого рода.

3. Результаты исследования и их обсуждение. Ниже приводятся результаты расчетов, выполненных при значениях констант, принятых в работе [15]: $v_{02} \sim c$, $n_{01} = n_{03} \approx 0$, $n_{02}/n_2 \approx 3/10$, $n_1 = n_3 \approx 36n_2$, $\delta_2 \approx 0,7 \cdot 10^{-6}$ м.

На рис. 2 приведено распределение по радиусу самогенерируемого магнитного поля при $r_1 = 2 \cdot 10^{-6}$; $4 \cdot 10^{-6}$; $20 \cdot 10^{-6}$ м. Во всех трех случаях толщина внутреннего слоя принята равной 10^{-5} м. Такие цилиндрические мишени с градиентом плотности позволяют нейтрализовать электрический заряд тока электронного пучка всюду, за исключением областей вблизи границ, разделяющих среды с различной плотностью. Размер этих областей равен $\Delta r = \delta_j$ [25]. Из приведенных на рис. 2 результатов следует, что спонтанное

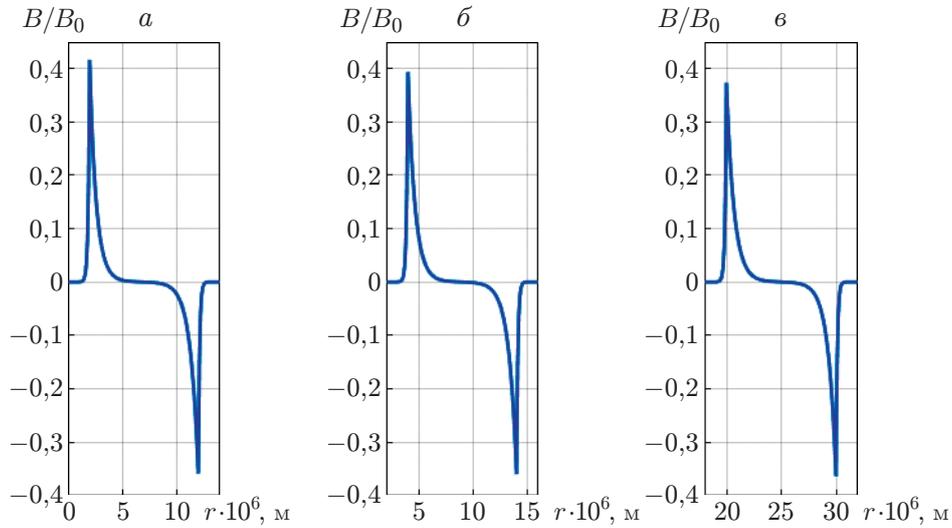


Рис. 2. Распределение магнитного поля по радиусу:

a — $r_1 = 2 \cdot 10^{-6}$ м, $r_2 = 12 \cdot 10^{-6}$ м, *б* — $r_1 = 4 \cdot 10^{-6}$ м, $r_2 = 14 \cdot 10^{-6}$ м,
в — $r_1 = 20 \cdot 10^{-6}$ м, $r_2 = 30 \cdot 10^{-6}$ м

магнитное поле, создаваемое в исследуемых мишенях, достигает максимального значения на границах. Когда электронный пучок приближается к границе раздела областей, спонтанные интерфейсные магнитные поля создают силу v_0/B , под действием которой поток быстрых электронов изгибается в направлении ядра. Самогенерируемое магнитное поле проникает во внутреннюю область, размер которой превышает характерную толщину скин-слоя. Спонтанное магнитное поле отнесено к величине

$$B_0 = \frac{m_e \omega_{p2} c}{e},$$

значение которой равно нескольким десяткам мегагауссов (плазменная частота электронов в сверхплотной плазме ω_{p2} порядка 10^{14} с $^{-1}$). Порядок величины B_0 является порядком величины собственного магнитного поля в таких структурах. Согласно приведенным выше уравнениям скачок плотности на границах слоев приводит к резким и быстрым изменениям скорости потока фоновых электронов в направлении, перпендикулярном направлению скорости потока, а также к возникновению спонтанного магнитного поля на границе раздела. На внутренней границе раздела генерируется более сильное магнитное поле вследствие наличия большего градиента плотности в структурах с меньшим внутренним радиусом. Установлено, что за счет выбора толщины слоев на границах их раздела можно создать сильные магнитные спонтанные поля, что в свою очередь приводит к более эффективному сохранению быстрых электронов во внутреннем слое и к более эффективной передаче энергии.

Несмотря на то что самогенерируемое магнитное поле коллимирует быстрые электроны, оно рассеивает возвращенные фоновые электроны и вытесняет некоторые из них из области ядра с низкой плотностью, обеспечивая нейтрализацию заряда.

Для того чтобы нейтрализовать ток, самогенерируемое магнитное поле ускоряет фоновые электроны до больших скоростей. При исследовании влияния геометрии мишени на результирующее спонтанное магнитное поле, возникающее на границе раздела областей, проведено сравнение таких полей в случае цилиндрической мишени и плоской мишени, рассмотренной в работе [15].

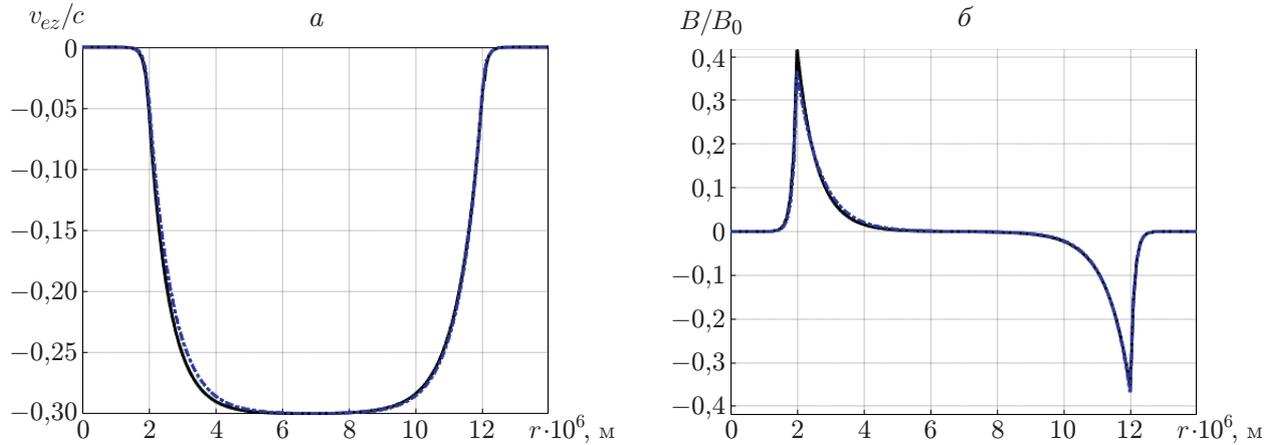


Рис. 3. Распределения по радиусу скорости потока фоновых электронов (а) и самогенерируемого магнитного поля (б) при $r_1 = 2 \cdot 10^{-6}$ м, $r_2 = 12 \cdot 10^{-6}$ м: сплошные линии — цилиндрическая мишень, штрихпунктирные — плоская мишень

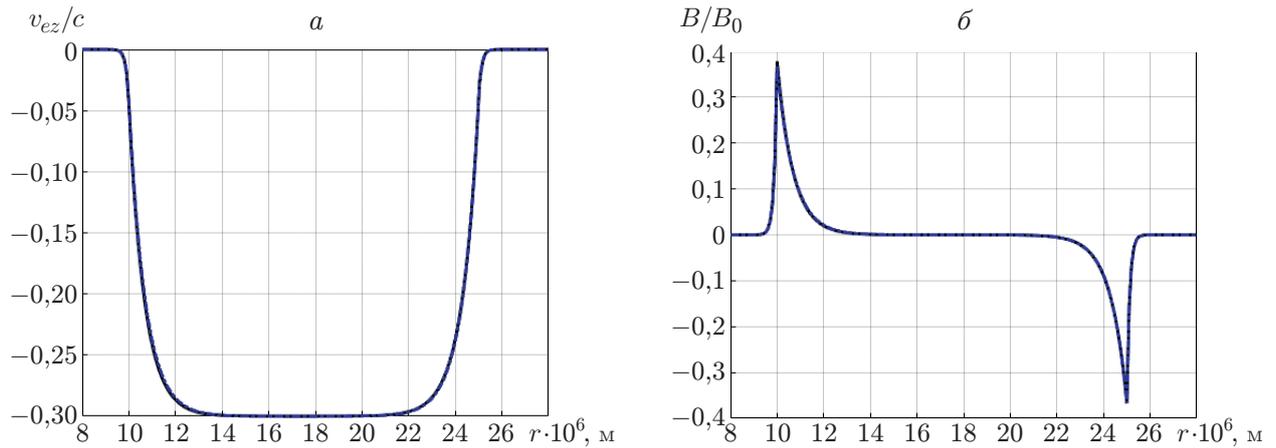


Рис. 4. Распределения по радиусу скорости потока фоновых электронов (а) и самогенерируемого магнитного поля (б) при $r_1 = 10^{-5}$ м, $r_2 = 25 \cdot 10^{-6}$ м: сплошные линии — цилиндрическая мишень, штрихпунктирные — плоская мишень

Сначала рассматривался случай, когда характеристики всех трех областей для обеих мишеней были одинаковыми: $v_{02} \sim c$, $n_{01} = n_{03} \approx 0$, $n_{02}/n_2 \approx 3/10$, $n_1 = n_3 \approx 36n_2$, $\delta_2 \approx 0,7 \cdot 10^{-6}$ м, $r_1 = 2 \cdot 10^{-6}$ м, $r_2 = 12 \times 10^{-6}$ м.

Из зависимостей, приведенных на рис. 3,а, следует, что при небольшой толщине первого слоя нейтрализация электрического тока пучка быстрых электронов в цилиндрических мишенях происходит более эффективно, чем в плоских. Скорость потока фоновых электронов отнесена к скорости света. На внутренней границе раздела самогенерируемое магнитное поле в цилиндрических мишенях больше, чем в плоских, что позволяет сохранять бóльшую долю быстрых электронов в основной мишени (рис. 3,б). Однако в цилиндрических мишенях с большим радиусом магнитное поле практически такое же, как и в плоских.

Результаты, представленные на рис. 4, получены при следующих значениях толщин слоев: $r_1 = 10^{-5}$ м, $r_2 = 25 \cdot 10^{-6}$ м. Остальные параметры задачи не менялись.

Из зависимостей, приведенных на рис. 4, следует, что чем больше радиус, тем меньше различие зависимостей для цилиндрической и плоской мишеней. Самогенерируемые магнитные поля практически идентичны. При рассмотренных значениях параметров геометрии мишеней незначительна. Однако при малых размерах мишеней эффективность цилиндрической мишени существенно выше эффективности плоской мишени. При большом значении B_0 незначительные различия зависимостей приводят к возникновению самогенерируемых магнитных полей различного порядка.

Для изучения влияния геометрии мишени на коллимацию пучка быстрых электронов в процессе их взаимодействия выполнена количественная оценка максимальных спонтанных магнитных полей на границе раздела для мишеней различной геометрии.

В случае плоской мишени выражение для самогенерируемого магнитного поля во внутренней области может быть записано следующим образом (см. [15]):

$$\frac{eB(r)}{mc} = -\frac{1}{\delta_2} (c_5 e^{r/\delta_2} - c_6 e^{-r/\delta_2}). \quad (11)$$

Здесь

$$C_5 = \left\{ C_6 \left[\left(1 + \frac{\delta_1}{\delta_2} \right) e^{-r_1/\delta_2} \right] - \frac{v_{02}n_{02}}{n_2} + \frac{v_{01}n_{01}}{n_1} \right\} / \left[\left(\frac{\delta_1}{\delta_2} - 1 \right) e^{r_1/\delta_2} \right],$$

$$C_6 = \left\{ \left[\left(\frac{\delta_1}{\delta_2} - 1 \right) e^{r_1/\delta_2} \right] \left(\frac{v_{03}n_{03}}{n_3} - \frac{v_{02}n_{02}}{n_2} \right) + \left[\left(1 + \frac{\delta_3}{\delta_2} \right) e^{r_2/\delta_2} \right] \left(-\frac{v_{02}n_{02}}{n_2} + \frac{v_{01}n_{01}}{n_1} \right) \right\} /$$

$$\left\{ \left[\left(\frac{\delta_1}{\delta_2} - 1 \right) e^{r_1/\delta_2} \right] \left[\left(\frac{\delta_3}{\delta_2} - 1 \right) e^{-r_2/\delta_2} \right] - \left[\left(\frac{\delta_3}{\delta_2} + 1 \right) e^{r_2/\delta_2} \right] \left[\left(\frac{\delta_1}{\delta_2} + 1 \right) e^{-r_1/\delta_2} \right] \right\}.$$

В соответствии с уравнениями (10), (11) максимальное спонтанное магнитное поле, генерируемое на границах раздела сред, вычисляется с использованием указанных выше данных. Результаты, приведенные на рис. 3, получены при значении радиуса первой границы раздела сред $r = 2 \cdot 10^{-6}$ м. При этом значении r имеем $B_p/B_0 \approx 0,33$, $B_c/B_0 \approx 0,41$, $B_0 \approx 200$ МГц, $B_c - B_p \approx 16$ МГц = 1600 Тл. Индексы p , c соответствуют самогенерируемым магнитным полям в плоской и цилиндрической мишенях соответственно. В случае когда радиус первой границы раздела равен $r = 10^{-5}$ м, получаем $B_p/B_0 \approx 0,33$, $B_c/B_0 \approx 0,37$, $B_0 \approx 200$ МГц, $B_c - B_p \approx 8$ МГц = 800 Тл.

Для рассмотренных выше значений радиуса первой границы значения магнитной индукции практически одинаковы. При $r = 12 \cdot 10^{-6}$; $25 \cdot 10^{-6}$ м $B_p/B_0 \approx B_c/B_0 \approx -0,36$.

На рис. 5 приведено распределение по радиусу безразмерного самогенерируемого магнитного поля для цилиндрической и плоской мишеней при $r_1 = 10^{-6}$ м, $r_2 = 5 \cdot 10^{-6}$ м. Видно, что в цилиндрических мишенях с меньшим радиусом магнитное поле на границе раздела сильнее. Таким образом, магнитное поле может лучше удерживать быстрые электроны в ядре мишени.

При очень большом значении r магнитное поле для цилиндрической мишени не отличается от магнитного поля для плоской мишени.

Установлено, что при быстром изменении скорости потока фоновых электронов в направлении, перпендикулярном направлению скорости потока, обусловленном скачком плотности на мишенях с низкой плотностью ядра и большой плотностью оболочки, возбуждаемые магнитные поля могут коллимировать быстрые электроны. Падающие быстрые электроны, генерируемые лазером, входят в мишень под различными углами и с различными скоростями. Коллимирующие магнитные поля в цилиндрических мишенях могут

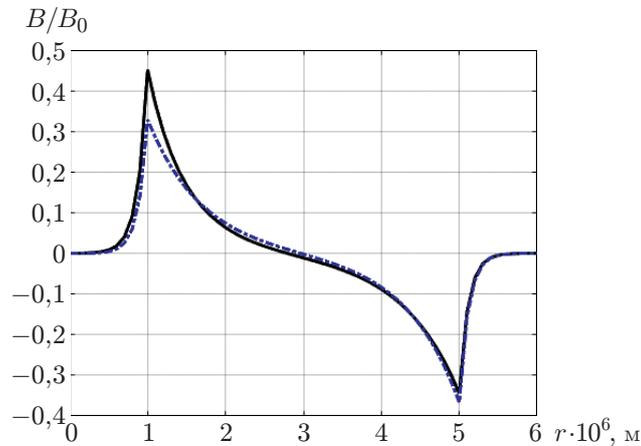


Рис. 5. Распределение по радиусу самогенерируемого магнитного поля в цилиндрической (сплошная линия) и плоской (штрихпунктирная линия) мишенях при $r_1 = 10^{-6}$ м, $r_2 = 5 \cdot 10^{-6}$ м

оказывать влияние на некоторые быстрые электроны с более высокими скоростями и обеспечивать более высокую плотность пучка быстрых электронов в ядре мишени.

Генерация интерфейсных магнитных полей, зависящих от геометрии мишени, необходима в тех случаях, когда использование внешнего сильного магнитного поля является дорогостоящим.

Заключение. В работе приведены результаты впервые выполненного теоретического исследования мишени цилиндрической геометрии, ядро которой имеет малую плотность, а оболочка — большую плотность. Мишень облучается кольцеобразным лазерным лучом. Установлено, что цилиндрические мишени с градиентом плотности, направление которого непараллельно направлению скорости потока быстрых электронов, изменяют скорость потока электронов фоновой плазмы в направлении, перпендикулярном направлению скорости потока быстрого пучка. В результате на границе раздела возникает спонтанное магнитное поле, которое направляет и коллимирует быстрые электроны.

Показано, что максимально сильное спонтанное магнитное поле возникает на границе раздела, а самогенерируемое магнитное поле проникает во внутреннюю область на глубину, равную характерной глубине скин-слоя.

Проведено сравнение самогенерируемых магнитных полей в случае цилиндрических мишеней с различными радиусами. Установлено, что при малой толщине первого слоя величина самогенерируемого магнитного поля на его границе увеличивается. Проведено сравнение самогенерируемых магнитных полей в случае цилиндрической и плоской мишеней. Установлено, что чем меньше размер мишени, тем больше преимущество цилиндрических мишеней. Это позволяет использовать их для реализации быстрого зажигания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bolanos S., Beard J., Revet G., et al.** Highly-collimated, high-charge and broadband MeV electron beams produced by magnetizing solids irradiated by high-intensity lasers // *Matter Radiat. Extremes*. 2019. V. 4. 044401.
2. **Robinson A. P. L., Strozzi D. J., Davies J. R., et al.** Theory of fast electron transport for fast ignition // *Nuclear Fusion*. 2014. V. 54. 054003.
3. **Gray R. J., Carroll D. C., Yuan X. H., et al.** Laser pulse propagation and enhanced energy coupling to fast electrons in dense plasma gradients // *New J. Phys.* 2014. V. 16. 113075.

4. **Macchi A., Borghesi M., Passoni M.** Ion acceleration by super-intense laser-plasma interaction // *Rev. Modern Phys.* 2013. V. 85. 751.
5. **Norreys P. A., Batani D., Baton S., et al.** Fast electron energy transport in solid density and compressed plasma // *Nuclear Fusion.* 2014. V. 54. 054004.
6. **Robinson A. P. L., Schmitz H., Pasley J.** Rapid embedded wire heating via resistive guiding of laser-generated fast electrons as a hydrodynamic driver // *Phys. Plasmas.* 2013. V. 20. 122701.
7. **Hammer D. A., Rostoker N.** Propagation of high current relativistic beams // *Phys. Fluids.* 1970. V. 13. 1831.
8. **Green J. S., Ovchinnikov V. M., Evans R. G., et al.** Effect of laser intensity on fast-electron-beam divergence in solid-density plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. 015003.
9. **Kar S., Robinson A. P. L., Carroll D. C., et al.** Guiding of relativistic electron beams in solid targets by resistively controlled magnetic fields // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. 055001.
10. **Ramakrishna B., Kar S., Robinson A. P. L., et al.** Laser-driven fast electron collimation in targets with resistivity boundary // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 105. 135001.
11. **Robinson A. P. L., Key M. H., Tabak M.** Focusing of relativistic electrons in dense plasma using a resistivity-gradient-generated magnetic switchyard // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. 125004.
12. **Cai H. B., Mima K., Zhou W. M., et al.** Enhancing the number of high-energy electrons deposited to a compressed pellet via double cones in fast ignition // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. 245001.
13. **Strozzi D. J., Tabak M., Larson D. J., et al.** Fast-ignition transport studies: realistic electron source, integrated particle-in-cell, and hydrodynamic modeling imposed magnetic fields // *Phys. Plasmas.* 2012. V. 19. 072711.
14. **Bailly-Grandvaux M., Santos J. J., Bellei C., et al.** Guiding of relativistic electron beams in the dense matter by laser-driven magneto-static fields // *Nature Comm.* 2018. V. 9. 102.
15. **Cai H. B., Zhu S. P., Chen M., et al.** Magnetic-field generation and electron-collimation analysis for propagating fast electron beams in over-dense plasmas // *Phys. Rev. E.* 2011. V. 83. 036408.
16. **Malko S., Vaisseau X., Perez F., et al.** Enhanced relativistic-electron beam collimation using two consecutive laser pulses // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. 14061.
17. **Borisenko N. G., Akunets A. A., Bushuev V. S., et al.** Motivation and fabrication methods for inertial confinement fusion and inertial fusion energy targets // *Laser Particle Beams.* 2003. V. 50. 521.
18. **Tahir N. A., Udrea S., Deutsch C., et al.** Target heating in high-energy-density matter experiments at the proposed GSI FAIR facility: Non-linear bunch rotation in SIS100 and optimization of spot size and pulse length // *Laser Particle Beams.* 2004. V. 45. 822.
19. **Djaoui A.** ICF target ignition studies in planar, cylindrical, and spherical geometries // *Laser Particle Beams.* 2001. V. 19. P. 169–173.
20. **Wu S. Z., Zhou C. T., Zhu S. P.** Effect of density profile on beam control of intense laser-generated fast electrons // *Phys. Plasmas.* 2010. V. 17. 063103.
21. **Davies J. R.** Electric and magnetic field generation and target heating by laser-generated fast electrons // *Phys. Rev. E.* 2003. V. 68. 056404.
22. **Davies J. R., Green J. S., Norreys P. A.** Electron beam hollowing in laser — solid interactions // *Plasma Phys. Controll. Fusion.* 2006. V. 48. 1181.
23. **Rosenzweig J. B., Breizman B. N., Katsouleas T., Su J. J.** Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake-fields // *Phys. Rev. A.* 1991. V. 44. R6189.

-
24. **Kaganovich I. D., Shvets G., Startsev E., Davidson R. C.** Nonlinear charge and current neutralization of an ion beam pulse in a pre-formed plasma // Phys. Plasmas. 2001. V. 8, N 9. 4180.
 25. **Startsev E. A., Davidson R. C., Dorf M.** Two-stream stability properties of the return-current layer for intense ion beam propagation through background plasma // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 092101.

*Поступила в редакцию 2/VII 2020 г.,
после доработки — 29/IX 2020 г.
Принята к публикации 26/X 2020 г.*
