*ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА*

# Генерация квазистатического магнитного поля лазерным импульсом с круговой поляризацией за счет туннельной ионизации газа

**И.М.Габдрахманов, В.Ю.Быченков**

*Представлена теоретическая модель генерации квазистатического магнитного поля в лазерном канале, который образуется за фронтом короткого лазерного импульса, ионизирующего газ. Генерация магнитного поля обусловлена возникновением анизотропии электронного давления при туннельной ионизации атомов. В рассмотренном случае субрелятивистских интенсивностей лазерного света величина генерируемого магнитного поля может достигать ~1 МГс с коэффициентом трансформации по энергии около 1%, что открывает перспективы идентификации предложенного механизма при использовании широкого класса лазеров сверхкоротких импульсов.*

**Ключевые слова:** *квазистатическое магнитное поле, туннельная ионизация газа, субрелятивистская интенсивность, сверхкороткие лазерные импульсы.*

## 1. Введение

Генерация спонтанных магнитных полей в плазме широко обсуждается вот уже более полувека для солнечной/астрофизической плазмы, лабораторной плазмы и плазмы ЛТС (лазерный термоядерный синтез). При этом целый круг процессов самогенерации и самоорганизации магнитных структур в плазме обусловлен анизотропией электронного давления (температуры или энергетического распределения электронов) на характерных масштабах – от астрофизических, например при магнитном пересоединении [1], до микроскопических, например в задаче о магнитостатической компоненте поля при кулоновской экранировке заряда [2]. Объяснение генерации квазистатических магнитных полей в плазме с анизотропным давлением естественным образом следует из тензорной природы полного электронного давления, учитываемой, например, в модели ВЭАГ (вихревая электронная анизотропная гидродинамики) [3] и приводящей к изменению характера термоЭДС плазмы. Именно последняя, в пренебрежении возможной анизотропией плазмы, привлекалась для объяснения механизма генерации спонтанных магнитных полей в лазерной плазме в самом начале исследований [4, 5].

Анизотропия электронного давления качественно меняет источник термоЭДС, для которого, в отличие от классического случая изотропного давления [5], не требуется, как показано в [6], наличия скрещенных градиентов температуры и плотности плазмы. Применительно к текущим экспериментам по лазерно-плазменному взаимодействию для ЛТС, анизотропия электронного давления, обусловленная обратнотормозным нагревом лазерно-плазменных спеклов, рассматривается как возможная причина генерации магнитного поля, способного привести к замагниченности теплопереноса в спекле [7]. Анизотропия электронного давления, обусловленная ионизацией атомов жестким излучением, также является эффективным квазистационарным источником ЭДС, приводящим к генерации спонтанных магнитных полей [8, 9].

Наряду с механизмами генерации квазистатического магнитного поля источником анизотропной ЭДС, когда его возбуждение возможно от нулевого уровня, анизотропия электронного давления плазмы может приводить к генерации магнитного поля, имеющей характер неустойчивости. Такой процесс, по существу, аналогичен развитию классической электромагнитной неустойчивости Вейбеля [10]. Примером может служить лазерная плазма, анизотропно нагреваемая за счет обратнотормозного поглощения греющего излучения [11, 12], или анизотропная плазма, образующаяся в результате ионизации атомов сильным лазерным полем [13 – 16] либо вследствие фотоэффекта при облучении вещества рентгеновским излучением [9, 17]. Недавно было продемонстрировано, что быстрая оптическая ионизация газа интенсивным лазерным светом оказывается хорошей лабораторной платформой для изучения кинетических плазменных неустойчивостей, возникающих из-за анизотропии энергетического распределения электронов [18].

В настоящей работе мы развиваем теоретическую модель генерации магнитного поля в газовой среде, превращающейся за счет туннельной ионизации в прозрачную плазму с анизотропным распределением электронов по энергии за фронтом распространяющегося лазерного импульса субрелятивистской интенсивности. Используемая модель существенно дополняет представления об анизотропном лазерном термоЭДС-механизме генерации магнитного поля, впервые сформулированные более 20 лет назад [13], но до сих пор не получившие развития. Дело в том, что теоретический подход работы [13] хотя и давал возможность оценить скорость нарастания магнитного

**И.М.Габдрахманов.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53
**В.Ю.Быченков.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Центр фундаментальных и прикладных исследований «ВНИИА», Россия, 127055 Москва, Сущевская ул., 22; e-mail: bychenk@lebedev.ru

Поступила в редакцию 30 января 2020 г., после доработки – 29 марта 2020 г.

поля в каустике лазерного пучка, но не позволял найти его установившееся распределение и величину. Здесь мы восполняем этот пробел.

В разд.2 приведены уравнения, описывающие генерацию магнитного поля за фронтом распространяющегося в прозрачной среде лазерного пучка, в разд.3 дается их решение для случая циркулярной поляризации света, устанавливающее распределение и величину возбуждаемого поля, позволяющую оценить коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию магнитного поля. В разд.4 кратко сформулированы основные выводы работы.

## 2. Основные уравнения

Рассмотрим ионизацию газовой среды лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности, энергия кванта $\hbar\omega$ которого меньше энергии ионизации атома $U$ (случай нелинейной ионизации), а частота $\omega$ меньше частоты туннелирования электрона $\omega_{\rm t} \approx eE_0\sqrt{2mU}$, где $E_0$ – амплитуда лазерного поля; $e$ и $m$ – заряд и масса электрона. Соответственно

$$\omega < \omega_{\rm t} \approx \frac{eE_0}{\sqrt{mU}} \approx \omega v_E\sqrt{\frac{m}{U}},$$

где $v_E = eE_0/(m\omega)$ – скорость осцилляции электрона в поле лазерной волны, а параметр Келдыша мал, $\gamma = \omega/\omega_{\rm t} = \sqrt{U/(mv_E^2)} < 1$, что, как показано в [19], соответствует случаю туннельной ионизации. Таким образом, здесь мы ограничиваемся интервалом интенсивностей лазерного излучения $I$, отвечающих условию $\sqrt{U/m} < v_E < c$. Для лазеров видимого диапазона это условие выполняется в интервале от несколько превышающей $10^{16}$ Вт/см$^2$ интенсивности до $\sim 10^{18}$ Вт/см$^2$, т.е. для достаточно компактных и широко распространенных лабораторных лазерных систем.

В условиях туннельной ионизации в субрелятивистском пределе лазерных интенсивностей, т.е. при выполнении неравенства $(v_E/c)^2 < 1$, можно воспользоваться приближенными выражениями для функции распределения электронов $f(\boldsymbol{v})$. В зависимости от поляризации лазерного излучения, определяющейся параметром эллиптичности $\alpha$, она представляется в следующем виде [13]:

$$f(\boldsymbol{v}) \propto \delta(v_y)\delta(v_z)\exp[-mv_x^2/(2T)],\ \alpha = 0 \text{ (линейная поляризация)},$$

$$f(\boldsymbol{v}) \propto \delta(v_z)\delta(v_x^2 + v_y^2 - v_E^2),\ \alpha = 1 \text{ (циркулярная поляризация)}, \tag{1}$$

$$f(\boldsymbol{v}) \propto \delta(v_z)\delta(v_x^2 + v_y^2/\alpha^2 - v_E^2)\exp[-mv_x^2/(2T)],\ 0 < \alpha < 1 \text{ (эллиптическая поляризация)}.$$

Здесь импульс распространяется вдоль оси $z$ и поляризован вдоль оси $x$. Видно, что при эллиптической поляризации стремление $\alpha$ к нулю или к единице обеспечивает переход к случаям линейной и циркулярной поляризаций соответственно. В случае круговой поляризации образующиеся при туннельной ионизации электроны вылетают в поперечном направлении (по отношению к направлению распространения импульса) с энергией, равной осцилляторной энергии в лазерном поле, $mv_E^2/2$. Введенная в (1) величина $T \ll mv_E^2/2$ определяет тепловой разброс электронов.

Обратимся теперь к гидродинамическому описанию разреженной плазмы, которая возникает в результате ионизации газа распространяющимся в нем лазерным импульсом, учитывая анизотропное энергетическое распределение электронов при такой фотоионизации. Интересуясь электронами мультикилоэлектронвольтных энергий, пренебрежем их столкновениями и запишем стандартное (линейное) уравнение для плотности тока электронов $\boldsymbol{J}$ в виде обобщенного закона Ома в бесстолкновительной плазме:

$$\frac{\partial \boldsymbol{J}}{\partial t} = \frac{\omega_{\rm p}^2}{4\pi}\boldsymbol{E} - \frac{1}{mn}\nabla\hat{P}. \tag{2}$$

Здесь $\omega_{\rm p}$ – плазменная частота электронов ($\omega_{\rm p}^2 = 4\pi e^2 n/m$, где $n$ – концентрация электронов), а компоненты тензора давления электронов $\hat{P}$ выражаются через функцию распределения электронов (1): $P_{ij} = m\int {\rm d}^3 v v_i v_j f(\boldsymbol{v})$.

Уравнение (2) используем для замыкания уравнений Максвелла,

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t},\quad \mathrm{rot}\boldsymbol{B} = -\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{J} + \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}, \tag{3}$$

которые трансформируются в следующую систему двух уравнений, полностью описывающую генерацию электромагнитного поля под действием источника, обусловленного анизотропией электронного давления:

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} + c^2[\nabla\times[\nabla\times\boldsymbol{E}]] + \omega_{\rm p}^2\boldsymbol{E} = \frac{4\pi e}{m}\nabla\hat{P}, \tag{4}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -\nabla\times\boldsymbol{E}. \tag{5}$$

Правая часть уравнения (4) представляет собой источник анизотропной ЭДС. В случае $P_{ij} = P\delta_{ij} = nT$ (изотропный источник) система (4), (5) дает хорошо известное выражение для скорости генерации квазистатического ($\partial^2/\partial t^2$, $c^2\nabla^2 \ll \omega_{\rm p}^2$) магнитного поля $\dot{B} = (c/en)[\nabla n\times T]$, например в плазме ЛТС.

В отличие от квазистационарного случая, нас будет интересовать быстрое возбуждение магнитного поля, когда характерное время изменения источника и время $l/c$, где $l$ – его характерный пространственный масштаб (например, радиус лазерного пучка), оказываются меньше обратного плазменного периода $\sim\omega_{\rm p}^{-1}$. Тогда, пренебрегая членом, пропорциональным плазменной частоте $\omega_{\rm p}$ в уравнении (4), получим уравнение для генерации магнитного поля с источником, обусловленным анизотропией электронного давления:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{B}}{\partial t^2} - c^2\Delta\boldsymbol{B}\right) = -\frac{4\pi e c}{m}\mathrm{rot}(\nabla\hat{P}). \tag{6}$$

Уравнение (6) по существу подобно уравнению, описывающему генерацию магнитного поля в вакууме заданным током.

## 3. Генерация магнитного поля циркулярно поляризованным лазерным ипульсом при туннельной ионизации среды

Рассмотрим полученное уравнение (6) в случае ионизации газа лазерным излучением циркулярной поляризации в области каустики (перетяжки) лазерного пучка, приближенно имеющей цилиндрическую форму. В этом случае за фронтом ионизирующего импульса образуется анизотропная цилиндрическая плазма, в которой компоненты тензора электронного давления имеют вид

$$P_{ij} = P_{\perp}(\delta_{ij} - \kappa_i\kappa_j) + P_{\parallel}\kappa_i\kappa_j. \tag{7}$$

Здесь $P_{\parallel} = nT_{\parallel}$ и $P_{\perp} = nT_{\perp}$ – характерные плотности энергии электронов (давления) вдоль и поперек направления распространения лазерного импульса; $\boldsymbol{\kappa}$ – единичный вектор, направленный вдоль распространения ионизирующего лазерного импульса;

$$T_{\parallel} \equiv m\frac{\int d^3v v_z^2 f(\boldsymbol{v})}{\int d^3v f(\boldsymbol{v})}, \quad T_{\perp} \equiv m\frac{\int d^3v v_{\perp}^2 f(\boldsymbol{v})}{\int d^3v f(\boldsymbol{v})} \tag{8}$$

– средние энергии электронов (температуры) соответственно вдоль и поперек направления распространения лазерного импульса.

При круговой поляризации задача является аксиально-симметричной и достаточно просто описывается с использованием цилиндрических координат $(r, \varphi, z)$, где ось $z$ отвечает направлению распространения лазерного импульса и $\partial/\partial\varphi = 0$. При этом для источника в правой части уравнения (6) имеем выражение

$$\mathrm{rot}(\nabla\hat{P}) = \left[0; -\frac{\partial^2(P_{\parallel} - P_{\perp})}{\partial r\partial z}; 0\right], \tag{9}$$

прямо обусловленное наличием анизотропии энергетического распределения электронов $P_{\parallel} \neq P_{\perp}$.

Отличие от нуля только азимутальной компоненты источника обуславливает генерацию однокомпонентного магнитного поля $\boldsymbol{B} = \{0, B_{\varphi}, 0\}$. Согласно (9), из (6) для него получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial^2 B}{\partial t^2} - c^2\left(\Delta B - \frac{B}{r^2}\right)\right] = \frac{4\pi ec}{m}\frac{\partial^2}{\partial r\partial z}(P_{\parallel} - P_{\perp}), \tag{10}$$

где $B \equiv B_{\varphi}$. Учитывая, что энергия, набираемая электроном при туннельной ионизации, гораздо выше температуры газа, $T_{\perp}/T_{\parallel} \approx mv_E^2/T \gg 1$ (последней вообще пренебрегается в приближенной формуле (1)), уравнение (10) перепишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 B}{\partial t^2} - c^2\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} - c^2\frac{\partial}{\partial r}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}rB\right) = -\frac{4\pi ec}{m}\frac{\partial^2 P_{\perp}}{\partial r\partial z}. \tag{11}$$

Подчеркнем, что мы ограничиваемся изучением генерации магнитного поля только в области лазерной каустики длиной порядка рэлеевской, где взаимодействие со средой оказывается наиболее сильным и магнитное поле ожидаемо максимально. Кроме того, наша модель применима и для такого режима самофокусировки, как самозахват лазерного излучения, при котором лазерный импульс распространяется в канале практически постоянного радиуса на расстояние, значительно превышающее рэлеевскую длину (ср. с [20, 21]).

Пренебрежем отличием скорости распространения лазерного импульса от скорости света $c$ в малоплотной среде и его потерями (истощением импульса на длине каустики), а также учтем, что источник (правая часть) в уравнении (11) является функцией переменных $\xi = z - ct$ и $r$. Тогда уравнение (11) принимает простой вид,

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\frac{\partial}{\partial r}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}rB(r,\xi) = -\frac{4\pi e}{mc}\frac{\partial^2 P_{\perp}(r,\xi)}{\partial\xi\partial r}, \tag{12}$$

и легко интегрируется:

$$B(r,\xi) = \frac{4\pi e}{mc^2}\frac{1}{r}\int_0^r dr' r' P_{\perp}(r',\xi), \tag{13}$$

где $P_{\perp}(r,\xi) \equiv n(r,\xi)T_{\perp}(r,\xi)$. Здесь эффективная температура электронов прямо пропорциональна интенсивности лазерного излучения $I$:

$$T_{\perp}(r,\xi) = \frac{mv_E^2}{2} = 1.85\times10^{-16}\lambda^2$$
$$\times[I(r,\xi)\eta(\xi) + I_0(r)\eta(-\xi)]. \tag{14}$$

В выражении (14) температура выражена в кэВ; $\eta(\xi)$ – функция Хевисайда единичного скачка, и для определенности принято, что максимум интенсивности лазерного импульса $I_0(r)$ отвечает $\xi = 0$; $\lambda$ – длина волны лазерного излучения в мкм, а его интенсивность измеряется в Вт/см $^2$.

Вероятность туннельной ионизации в единицу времени атомов и ионов, которая также определяется интенсивностью лазерного импульса [22], в случае круговой поляризации имеет вид

$$\omega_i = \omega_a\frac{E_0}{8\pi ZE_a}\left(\frac{4e'Z^3E_a}{(n^*)^4E_0}\right)^{2n^*}\exp\left(-\frac{2Z^3E_a}{3(n^*)^3E_0}\right), \tag{15}$$

где $n^* = Z\sqrt{U_H/U}$ – эффективное главное квантовое число электрона; $Z$ – зарядовое число атомного (ионного) остова; $\omega_a = me^4/\hbar^3$ – атомная частота; $U_H$ – энергия ионизации атома водорода; $E_a = m^2e^5/\hbar^4$ – характерное значение поля ядра в области электронной орбиты; e$'$ – основание натурального логарифма. В табл.1 приведены оценки вероятности туннелирования с определенных уровней атома (соответствующих индексу при $U$) для атомов широко используемых газов в диапазоне интенсивностей $5\times10^{16}$–$5\times10^{17}$ Вт/см$^2$ в случае излучения Ti:сапфирового лазера ($\lambda = 0.8$ мкм). Прочерки в табл.1 означают насыщение ионизации с указанного уровня ($\omega/\omega_a > 1$), а нуль означает безразмерную вероятность, меньшую $10^{-11}$. Найдем электронную концентрацию после прохождения лазерного импульса исходя из полученных нами значений вероятностей ионизации. Обычно туннелирование нескольких электронов учитывается как последовательный (каскадный) процесс, поскольку при больших интенсивностях он преобладает над одновременным туннелированием [22]. Соответственно, для описания появления свободных электронов при туннельной ионизации возникает следующая система обыкновенных дифференциальных уравнений:

Табл.1. Оценка безразмерной вероятности ионизации $\omega/\omega_a$ по формуле (15).

| Атом | Энергия ионизации (эВ) | Интенсивность $I_0$ (Вт/см$^2$) | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $5\times10^{16}$ | $7.5\times10^{16}$ | $1.0\times10^{17}$ | $2.5\times10^{17}$ | $5.0\times10^{17}$ |
| He | $U_1 = 24.587$ | – | – | – | – | – |
| | $U_2 = 54.418$ | 0.325 | 0.844 | – | – | – |
| N | $U_5 = 97.8902$ | 0.13798 | – | – | – | – |
| | $U_6 = 552.08$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Ne | $U_4 = 97.12$ | 0.0106 | 0.112 | 0.434 | – | – |
| | $U_5 = 126.21$ | $7.15\times10^{-5}$ | 0.00268 | 0.0221 | – | – |
| | $U_6 = 157.93$ | $7.51\times10^{-8}$ | $1.37\times10^{-5}$ | 0.000289 | 0.301 | – |
| | $U_7 = 207.276$ | $5.72\times10^{-14}$ | $1.84\times10^{-10}$ | $2.14\times10^{-8}$ | 0.00128 | 0.24 |
| | $U_8 = 239.099$ | 0 | 0 | $4.52\times10^{-11}$ | $4.46\times10^{-5}$ | 0.03 |
| Ar | $U_7 = 124.323$ | 0.0222 | 0.580 | – | – | – |
| | $U_8 = 143.460$ | 0.00100 | 0.0636 | 0.692 | – | – |

$$\frac{\partial n_1(\xi)}{\partial \xi} = [n_1(\xi) - n_a]\frac{\omega_1(\xi)}{c},$$

$$\frac{\partial n_2(\xi)}{\partial t} = [n_2(\xi) - n_1(\xi)]\frac{\omega_2(\xi)}{c}, \qquad (16)$$

$$\ldots,$$

где $n_i$ и $\omega_i$ $(i = 1, 2, \ldots)$ – парциальные концентрации свободных электронов и отвечающие им вероятности ионизации, связанные с ионизацией атома до заряда $+i$; $n_a$ – концентрация атомов.

Для рассмотренных выше примеров из табл.1 рассчитанная для того же диапазона интенсивностей средняя кратность ионизации атомов $n/n_a$, которая достигается после прохождения максимума лазерного импульса с длительностью $\tau = 30$ и 60 фс, дается значениями, представленными в табл.2. Отметим, что, согласно этой таблице, удвоение длительности лазерного импульса практически не увеличивает электронную концентрацию плазмы при заданной интенсивности, т. е. для достижения определенной концентрации увеличивать длительность импульса не рационально.

С помощью численного решения системы уравнений (16) можно получить продольный профиль концентрации электронов, показанный на рис.1 для газа Ne. В данном случае рассмотрен лазерный импульс с интенсивностью $I_0 = 5\times10^{17}$ Вт/см$^2$, длительностью $\tau = 30$ фс и распределением интенсивности вида $I(r,\xi) = I_0\cos^2[\pi\xi/(c\tau)] \times\exp(-r^2/r_0^2)$. Видно, что фактически на любом расстоянии от оси пучка концентрация электронов насыщается

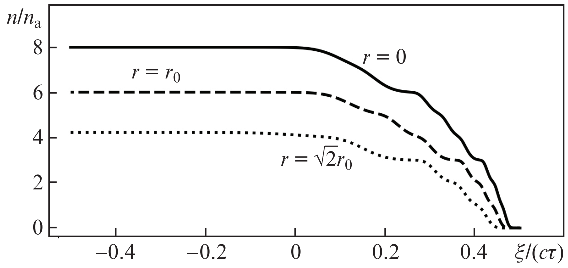


Рис.1. Зависимости концентрации свободных электронов от $\xi$ при различных расстояниях от оси $z$ для атомов Ne.

сразу за максимумом ионизирующего импульса. Согласно табл.2, импульс излучения Ti:сапфирового лазера с интенсивностью $5\times10^{17}$ Вт/см$^2$ и длительностью 30 фс, распространяющийся в газе Ne при нормальных условиях, создает концентрацию электронов $n = 0.09n_c$, которая удовлетворяет условию применимости развитой теории $n \ll n_c$, где $n_c$ – критическая концентрация.

По распределению концентрации электронов с использованием выражения для поперечной температуры (14) находится поперечное электронное давление $P_\perp$, являющееся источником при генерации магнитного поля (см. (12)). Иллюстрацией служит рис.2, где представлено продольное распределение безразмерного поперечного давления $p = P_\perp(r,\xi)/(\frac{1}{2}mn_ac^2a_0^2)$, где $a_0 = [2I_0/(mn_cc^3)]^{1/2}$ – стандартная безразмерная амплитуда лазерного поля.

Распределение давления электронов имеет довольно гладкий вид с насыщением вблизи максимума интенсив-

Табл.2. Оценка средней кратности ионизации $n/n_a$ для некоторых атомов.

| Атом | $\tau$ (фс) | Интенсивность $I_0$ (Вт/см$^2$) | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $5\times10^{16}$ | $7.5\times10^{16}$ | $1.0\times10^{17}$ | $2.5\times10^{17}$ | $5.0\times10^{17}$ |
| He | 30 | 2.00 | 2.00 | 2.00 | 2.00 | 2.00 |
| | 60 | 2.00 | 2.00 | 2.00 | 2.00 | 2.00 |
| N | 30 | 5.00 | 5.00 | 5.00 | 5.00 | 5.00 |
| | 60 | 5.00 | 5.00 | 5.00 | 5.00 | 5.00 |
| Ne | 30 | 4.08 | 4.96 | 5.29 | 6.79 | 8.00 |
| | 60 | 4.16 | 5.02 | 5.50 | 6.96 | 8.00 |
| Ar | 30 | 7.70 | 8.00 | 8.00 | 8.00 | 8.00 |
| | 60 | 7.91 | 8.00 | 8.00 | 8.00 | 8.00 |

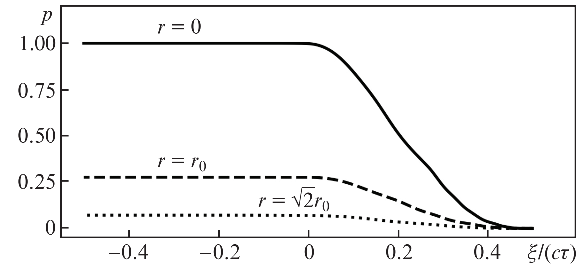


Рис.2. Зависимости безразмерного электронного давления $p$ от $\xi$ в ионизирующемся газе Ne на различных расстояниях от оси $z$.

ности лазерного импульса. Это позволяет предложить простую аналитическую аппроксимацию с целью использования в выражении (13) для магнитного поля:

$$P_{\perp}(r,\xi) = P_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) f\left(\frac{2\xi}{c\tau}\right),$$

где $f(\eta) \simeq 1$ при $\eta \leqslant 0$ и $f(\eta) \to 0$ при $\eta \gg 1$, а

$$P_0 \simeq \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega^2}\frac{I_0}{2c}.$$

В этом соотношении электронная плазменная частота определяется электронной концентрацией, достигающейся при пиковой интенсивности лазерного импульса. При этом мы рассматриваем достаточно короткие лазерные импульсы, длина которых меньше длины каустики.

Тогда, согласно (13), имеем следующее распределение генерируемого магнитного поля:

$$B(r,\xi) = \frac{2\pi e}{mc^2} P_0 \frac{r_0^2}{r}\left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right)\right] f(\xi). \quad (17)$$

На рис.3 иллюстрируется пространственное $(r, z)$ распределение генерируемого магнитного поля за фронтом лазерного импульса в сравнении с распределением электронного давления. Таким образом, максимальное значение магнитного поля (17), генерируемого лазерным импульсом при туннельной ионизации среды, таково:

$$B_{\rm m} \simeq \pi \frac{ner_0}{n_{\rm c}mc^3} I_0, \quad (18)$$

где $n_{\rm c} \gg n$. С учетом условия применимости нашей теории, $\omega_{\rm p} < c/r_0$, можно оценить максимально возможное значение магнитного поля:

$$B_{\max} \simeq \frac{\omega_{\rm p}}{4e}\frac{I_0}{n_{\rm c}c^2}. \quad (19)$$

В соответствии с формулами (18) и (19) можно ввести коэффициенты конверсии $K_{\rm m}$ и $K_{\max}$ энергии лазерного излучения в энергию магнитного поля,

$$K_{\rm m} = \frac{B_{\rm m}^2/8\pi}{E_0^2/4\pi} \simeq \frac{\pi^2}{8}\frac{n^2}{n_{\rm c}^2}\frac{r_0^2}{\lambda^2}a_0^2, \quad K_{\max} = \frac{B_{\max}^2/8\pi}{E_0^2/4\pi} \simeq \frac{a_0^2}{32}\frac{n}{n_{\rm c}}, \quad (20)$$

через стандартную безразмерную амплитуду лазерного поля $a_0$, причем $n \ll n_{\rm c}$.

Для излучения Ti:сапфирового лазера с интенсивностью $I_0 = 5\times10^{17}$ Вт/см$^2$ при ионизации газа до концентрации $n = 0.09n_{\rm c}$ величина магнитного поля согласно (19) может достигать ~1 МГс. Следует также отметить достаточно большой коэффициент трансформации (20), который может составлять около 1%.

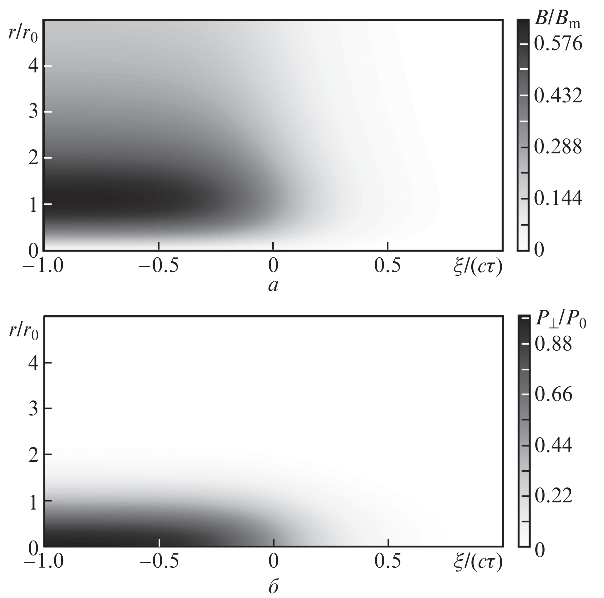


Рис.3. Пространственные распределения магнитного поля (*а*) и давления электронов (*б*) в зависимости от $r$ и $\xi$.

## 4. Заключение

В работе исследовался механизм генерации спонтанного магнитного поля, обусловленный анизотропией электронного распределения в малоплотной плазме, которая образуется в результате туннельной ионизации газовой среды распространяющимся циркулярно поляризованным лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности. Не претендуя на полное описание возникновения магнитного поля по всему тракту распространения лазерного импульса, мы предложили теоретическую модель его возбуждения в области каустики, где величина генерируемого магнитного поля максимальна и оно занимает объем цилиндра с длиной порядка рэлеевской длины и диаметром, примерно равным диаметру перетяжки. Вместе с тем такая модель применима и в случае самофокусировки лазерного излучения. Соответственно, магнитное поле возникает в протяженном плазменном канале за фронтом лазерного импульса. В рассмотренном случае нерелятивистских лазерных интенсивностей магнитное поле обладает только азимутальной компонентой, обусловленной ионизационным термоэлектрическим источником, подобным прямому току. Магнитное поле максимально на краю канала и может достигать ~1 МГс. Достаточно большой коэффициент конверсии, до 1%, указывает на высокую эффективность рассмотренного механизма лазерной анизотропной термоЭДС.

Мы не затрагивали здесь вопросы о возможной роли электронных столкновений в генерации магнитного поля и об эволюции магнитного поля на больших временах, когда в образованной плазме происходят релаксационно-диссипативные процессы. Здесь мы рассмотрели бесстолкновительный случай, который имеет широкую область применимости при концентрациях, меньших критической, и изучаемом диапазоне интенсивностей, который отвечает туннельному режиму ионизации. Однако, чтобы формализовать соответствующее условие применимости нашей теории, можно в явном виде привести условия используемого бесстолкновительного приближения (в терминах электронной частоты столкновений $\nu_e$ и длины пробега электронов $\lambda_e$), которые имеют вид $\nu_e \ll \tau^{-1}$, $\lambda_e \gg R$, или, что то же, в практически удобном виде: $3\times10^{-26}(\Lambda/a_0^3)n\tau \ll 1$, $10^{-28}(\Lambda/a_0^4)nR \ll 1$ соответственно, где $\Lambda$ – кулоновский логарифм; $n$ измеряется в см$^{-3}$, $\tau$ – в пс, $R$ – в мкм. При этом время существования магнитного поля большой амплитуды позади импульса, определяемое характерным временем магнитной диффузии, есть $t_B \approx R^2\omega_p^2/(c^2\nu_e) \gg \tau(R\omega_p/c)^2$. Для излучения Ti : сапфирового лазера фемто- и пикосекундной длительности с интенсивностью $I_0 = 5\times10^{17}$ Вт/см$^2$ и $R = 10$ мкм это время составляет $\sim$100 мкс.

В нашей теории мы также принебрегли пондеромоторным вытеснением электронов от оси пучка, в принципе возможного. Однако для рассматриваемого случая нерелятивистской интенсивности ($a_0 < 1$) и для не совсем малой плотности, которые только и представляют практический интерес, эффект пондеромоторного вытеснения несуществен. В самом деле, пондеромоторное вытеснение электронов описывается силой $F_{pm} \approx mc^2a_0^2/(2R)$, приводящей к нарушению квазинейтральности плазмы, благодаря которому возникающее кулоновское поле $E_C$ самосогласованно препятствует такому вытеснению. Оценивая соответствующую восстанавливающую равновесие кулоновскую силу $F_C = eE_C \approx 2\pi en_eR$, из условия $F_{pm} \ll F_C$ приходим к следующему условию применимости нашей модели: $n/n_c \gg a_0^2c^2/(R^2\omega^2)$, что легко выполняется в силу $a_0^2 \ll 1$ и $c^2/(R^2\omega^2) = 0.025(\lambda/R)^2 \approx 1$.

Проведенное исследование может служить отправной точкой продолжения детального изучения предложенного механизма генерации магнитного поля. В дальнейших исследованиях представляет интерес переход к более высоким лазерным интенсивностям, $a > 1$, и большим концентрациям, $n \approx n_c$. Изучение генерации магнитного поля линейно поляризованным лазерным импульсом, подобное проведенному, также актуально. Наконец, отметим еще одну задачу, развивающую данное исследование. Здесь мы рассмотрели генерацию магнитного поля в пренебрежении изменением лазерного импульса при его распространении в среде. Речь шла о возбуждении квазистатического магнитного поля позади лазерного импульса, тогда как при учете динамики изменения импульса (его деформация, истощение, фокусировка/дефокусировка и т. п.) возможна генерация низкочастотного электромагнитного поля в виде уходящего излучения (ср. с [9]), вероятнее всего, в терагерцевом диапазоне. Это обусловлено нестационарностью источника анизотропной лазерно-инициируемой термоЭДС, что пока не учитывалось. Безусловно, генерация терагерцевого излучения за счет такого механизма туннельной ионизации среды лазерным полем представляет интерес для будущих исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда (грант №17-12-01283).

1. Hesse M., Winske D. *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, **99** (A6) 11177 (1994).
2. Алиев Ю.М., Быченков В.Ю., Фролов А.А. *Физика плазмы*, **8**, 1132 (1982).
3. Быченков В.Ю., Силин В.П., Тихончук В.Т. *Физика плазмы*, **15**, 706 (1989); Bychenkov V.Yu., Silin V.P., Tikhonchuk V.T. *Phys. Lett. A*, **138**, 127 (1989).
4. Коробкин В.В., Серов Р.В. *Письма в ЖЭТФ*, **4**, 103 (1966) [*JETP Lett.*, **4**, 70 (1966)].
5. Stamper J.A., Papadopoulos K., Sudan R.N., Dean S.O., McLean E.A., Dawson J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1012 (1971).
6. Алиев Ю.М., Быченков В.Ю., Фролов А.А. *Физика плазмы*, **8**, 125 (1982).
7. Dubroca B., Tchong M., Charrier P., Tikhonchuk V.T., Morreeuw J.-P. *Phys. Plasmas*, **8**, 3830 (2004).
8. Быченков В.Ю., Силин В.П., Тихончук В.Т. *ЖЭТФ*, **100**, 440 (1991) [*Sov. Phys. JETP*, **73**, 241 (1991)].
9. Bychenkov V.Yu., Romanov D.V., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. *Phys. Plasmas*, **13**, 013101 (2006).
10. Weibel E.S. *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 83 (1959).
11. Силин В.П., Урюпин С.А. *ЖЭТФ*, **111**, 107 (1997) [*JETP,* **84**, 59 (1997)].
12. Thomas A.G.R., Kingham R.J., Ridgers C.P. *New J. Phys.*, **11**, 033001 (2009).
13. Bychenkov V.Yu., Tikhonchuk V.T. *Laser Phys.*, **2**, 525 (1992).
14. Leemans W.P., Clayton C.E., Mori W., Marsh K.A., Dyson A., Joshi C., Wallace J.M. *Phys. Rev. A*, **46**, 1091 (1992).
15. Arefyev V.I., Silin V.P., Uryupin S.A. *Phys. Lett. A*, **255**, 307 (1999).
16. Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **123**, 487 (2003) [*JETP*, **96**, 430 (2003)].
17. Быченков В.Ю., Романов А.Ю., Силин В.П., Тихончук В.Т. *Физика плазмы*, **18**, 452 (1992).
18. Zhang C., Huang C-K., Marsh K. A., Clayton C.E., Mori W.B., Joshi C. *Sci. Adv.*, **5**, eaax4545 (2019).
19. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1965) [*Sov. Phys. JETP*, **20**, 1307 (1965)].
20. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1537 (1966) [*Sov. Phys. JETP*, **23**, 1025 (1966)].
21. Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. E*, **99**, 043201 (2019).
22. Аммосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **91**, 2008 (1986) [*Sov. Phys. JETP*, **64**, 1191 (1986)].