

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ, ОБРАЗОВАННОЙ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А. Ю. Романов, В. П. Силин, С. А. Урюпин*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 марта 2004 г.

Установлены зависимости максимального инкремента вейбелевской неустойчивости и отвечающего ему волнового числа от степени анизотропии распределения фотоэлектронов, образующегося при туннельной ионизации атомов вещества в поле циркулярно поляризованного короткого лазерного импульса. Показано, в какой мере релаксация исходного распределения фотоэлектронов из-за их столкновений с ионами влияет на закономерности генерации квазистационарного магнитного поля.

PACS: 52.35.Qz

1. ВВЕДЕНИЕ

При воздействии мощных ультракоротких лазерных импульсов на вещество за время, соизмеримое или меньшее обратной основной частоты импульса, образуется плазма с сильно неравновесным распределением фотоэлектронов по скоростям. В частности, если параметры лазерного излучения таковы, что реализуется режим туннельной ионизации атомов вещества, то распределение фотоэлектронов сильно анизотропно. Характер анизотропии существенно зависит от степени поляризации ионизирующего излучения. В случае линейно поляризованного излучения образуется анизотропное бимаксвелловское распределение электронов по скоростям, вытянутое вдоль направления поляризации поля [1, 2]. Когда излучение циркулярно поляризовано, скорости фотоэлектронов в основном сосредоточены в плоскости поляризации излучения вблизи скорости осцилляций электронов в поле, v_E [1]. Плазма с анизотропным распределением электронов по скоростям неустойчива относительно развития вейбелевской неустойчивости, приводящей к генерации квазистационарного магнитного поля [3, 4]. Возможность развития вейбелевской неустойчивости при ионизации атомов вещества линейно по-

ляризованным излучением показана ранее в работе [5]. Аналогичная возможность продемонстрирована в работе [6] применительно к условиям, в которых плазма образуется в поле циркулярно поляризованного излучения. В [6] найден максимально возможный инкремент вейбелевской неустойчивости $\gamma_0 \approx \omega_L v_E / \sqrt{2} c$, где ω_L — плазменная частота электронов, c — скорость света, и показано, что при ионизации атомов циркулярно поляризованным излучением создаются более выгодные условия для генерации магнитного поля.

В настоящей работе продолжено изучение вейбелевской неустойчивости при ионизации атомов циркулярно поляризованным излучением. При этом, в отличие от [6], основное внимание уделено изучению условий, при которых степень анизотропии распределения фотоэлектронов не предполагается аномально большой, что представляет интерес для широкого диапазона частот и плотностей потока ионизирующего излучения. Специальное внимание уделено изучению зависимости максимального инкремента неустойчивости γ_{max} от степени анизотропии функции распределения фотоэлектронов. Показано, что найденное в работе [6] предельное значение γ_0 реализуется только при аномально большой величине отношения $v_E/v_T \geq 100$, где v_T — характерная скорость фотоэлектронов в направлении, ортогональном плоскости поляризации излу-

*E-mail: silin@sci.lebedev.ru

чения, т.е. тогда, когда энергия осцилляций электронов в поле накачки на четыре порядка превышает mv_T^2 . Величина γ_{max} убывает с уменьшением отношения v_E/v_T и при $100 \gg v_E/v_T \gg 1$ оказывается заметно меньше γ_0 . Меньшим значениям v_E/v_T отвечают и меньшие значения волновых чисел k_{max} , определяющих пространственную структуру генерируемого магнитного поля. При уменьшении v_E/v_T от 100 до $\sqrt{10}$ характерный пространственный масштаб экспоненциально нарастающих возмущений магнитного поля увеличивается в восемь раз. Существенное влияние на развитие вейбелевской неустойчивости могут оказывать столкновения фотоэлектронов с ионами и между собой, так как столкновения приводят к уменьшению степени анизотропии функции распределения фотоэлектронов. Ниже показано, как изменяется исходное распределение фотоэлектронов из-за их столкновений с ионами. Это изменение оказывается несущественным на начальной стадии развития неустойчивости, если $\gamma_{max} \gg \nu v_E^2/v_T^2$, где ν — частота столкновений электронов с ионами в сильном лазерном поле. Напротив, если $\nu \ll \gamma_{max} \ll \nu v_E^2/v_T^2$, то, до того как начнется развитие неустойчивости, степень анизотропии распределения фотоэлектронов уменьшится в $v_E\sqrt{\nu}/v_T\sqrt{\gamma_{max}} \gg 1$ раз. Вследствие уменьшения степени анизотропии наиболее эффективно нарастающие возмущения магнитного поля будут иметь больший пространственный масштаб и меньший инкремент. Соответствующие количественные изменения γ_{max} и k_{max} представлены в виде графических зависимостей от параметра v_E/v_T . При $\nu \ll \gamma_{max} \ll \nu v_E^2/v_T^2$ на графиках следует приближенно заменить v_E/v_T на меньшую величину $\sqrt{\gamma_{max}/\nu}$.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

Рассмотрим взаимодействие ионизирующего ультракороткого лазерного импульса с веществом. Длительность импульса будем считать большей малого времени ионизации атомов вещества, но меньшей времени изменения неравновесного распределения фотоэлектронов по скоростям. Примем, что лазерное поле имеет циркулярную поляризацию и приближенно описывается соотношением вида

$$\mathbf{E} = -\mathbf{i}E \sin(\omega t) + \mathbf{j}E \cos(\omega t), \quad (1)$$

где $\mathbf{i} \perp \mathbf{j}$ — единичные орты, ω — основная частота импульса, E — напряженность электрического поля.

Будем считать, что частота и напряженность поля (1) удовлетворяют условиям

$$mv_E^2 \gg 2I \gg \frac{3}{2}\hbar\omega\sqrt{\frac{mv_E^2}{2I}}, \quad (2)$$

где $v_E = |eE/m\omega|$, e — заряд электрона, m — масса электрона, I — потенциал ионизации атомов вещества. В этих условиях реализуется режим туннельной ионизации атомов в электрическом поле (1), а распределение фотоэлектронов по скоростям \mathbf{v} отвечает вероятности ионизации $W(\mathbf{v})$, полученной в работе [1]:

$$W(\mathbf{v}) \propto \exp \left\{ -\frac{2}{3\hbar\omega v_E\sqrt{m}} \times [2I + mv_z^2 + m(v_\perp - v_E)^2]^{3/2} \right\}. \quad (3)$$

Отсюда и из неравенств (2) следует, что функцию распределения основной массы фотоэлектронов, имеющих скорости

$$v_z^2 \ll \frac{2I}{m}, \quad (v_\perp - v_E)^2 \ll \frac{2I}{m}, \quad (4)$$

можно приближенно представить в виде

$$f(\mathbf{v}) \approx \frac{n}{2\pi^2 v_T^2} \times \left[v_E + v_E \operatorname{erf} \left(\frac{v_E}{\sqrt{2} v_T} \right) + \sqrt{\frac{2}{\pi}} v_T \exp \left(-\frac{v_E^2}{2v_T^2} \right) \right]^{-1} \times \exp \left[-\frac{v_z^2}{2v_T^2} - \frac{1}{2v_T^2} (v_\perp - v_E)^2 \right]. \quad (5)$$

Здесь

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dt \exp(-t^2)$$

— функция ошибок,

$$v_T = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}, \quad k_B T = \frac{\hbar\omega}{2} \sqrt{\frac{mv_E^2}{2I}}, \quad (6)$$

k_B — постоянная Больцмана, T — эффективная температура, n — плотность фотоэлектронов. Из соотношений (6) и (2) следует, что $v_E \gg v_T$. Это неравенство позволяет заменить распределение (5) на более простое:

$$f(\mathbf{v}) \approx \frac{n}{4\pi^2 v_E v_T^2} \exp \left[-\frac{v_z^2}{2v_T^2} - \frac{1}{2v_T^2} (v_\perp - v_E)^2 \right]. \quad (7)$$

Из (7) для средних значений скоростей фотоэлектронов имеем $\sqrt{\langle v_z^2 \rangle} \propto v_T$, $\langle v_\perp \rangle \propto v_E$. Принимая во внимание эту оценку, под степенью анизотропии распределения фотоэлектронов будем понимать отношение

v_E/v_T . Такая оценка оправдана тогда, когда влияние столкновений электронов несущественно. Сильно неравновесное распределение фотоэлектронов по скоростям (7) составляет основу последующего рассмотрения закономерностей генерации квазистационарного магнитного поля в плазме.

3. ИНКРЕМЕНТ ВЕЙБЕЛЕВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Плазма с анизотропным распределением фотоэлектронов (7) неустойчива относительно развития вейбелевской неустойчивости. Полагая, как обычно, что малые возмущения электрического и магнитного полей имеют вид

$$\delta \mathbf{E} \propto \delta \mathbf{B} \propto \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (8)$$

из уравнений Максвелла находим

$$\Lambda_{ij}(\omega, \mathbf{k}) \delta E_j = 0, \quad (9)$$

$$\Lambda_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{ij} \left(1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2} - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \right) + \frac{\omega_L^2}{n\omega^2} \times \int d\mathbf{v} \frac{v_i v_j}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \left(\mathbf{k} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \right), \quad (10)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор возмущений, $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$ — плазменная частота фотоэлектронов. Согласно работе [7], максимальный инкремент неустойчивости имеет место для возмущений поля с волновым вектором $\mathbf{k} = (0, 0, k)$ и полями

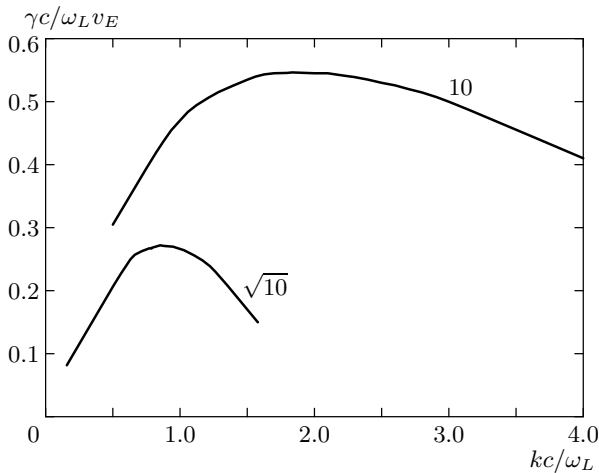


Рис. 1. Инкремент вейбелевской неустойчивости γ в зависимости от волнового числа k . Кривые отвечают двум значениям v_E/v_T , равным $\sqrt{10}$ и 10

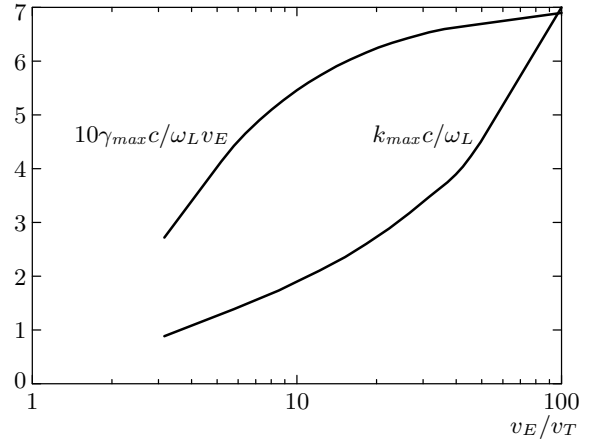


Рис. 2. Максимальное значение инкремента вейбелевской неустойчивости γ_{max} и определяющее масштаб неоднородности наиболее быстро растущих возмущений волновое число k_{max} в зависимости от v_E/v_T

$\delta \mathbf{E} = (\delta E, 0, 0)$, $\delta \mathbf{B} = (0, \delta B, 0)$ либо $\delta \mathbf{E} = (0, \delta E, 0)$, $\delta \mathbf{B} = (\delta B, 0, 0)$. При такой конфигурации возмущений поля из формул (9), (10) имеем следующее дисперсионное уравнение для определения инкремента неустойчивости:

$$\Lambda_{xx}(\omega, \mathbf{k}) = \Lambda_{yy}(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2} - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} + \frac{\omega_L^2}{2\omega^2} \left(3 + \frac{v_E^2}{v_T^2} \right) \left[1 - J_+ \left(\frac{\omega}{kv_T} \right) \right] = 0, \quad (11)$$

где функция $J_+(\beta)$ имеет вид [8]

$$J_+(\beta) = \beta \exp \left(-\frac{\beta^2}{2} \right) \int_{i\infty}^{\beta} dy \exp \left(\frac{y^2}{2} \right). \quad (12)$$

При небольшой частоте возмущений, $|\omega| \ll kv_T \ll kc$, принимая во внимание приближенное соотношение

$$J_+(\beta) \approx -i\beta \sqrt{\pi/2}, \quad (13)$$

из уравнения (11) имеем

$$\left(\frac{3}{2} + \frac{v_E^2}{2v_T^2} \right) \left(1 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{kv_T} \right) = 1 + \frac{k^2 c^2}{\omega_L^2}. \quad (14)$$

С учетом малости отношения v_T/v_E из (14) находим инкремент вейбелевской неустойчивости:

$$\gamma = \text{Im } \omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} kv_T \left(1 - \frac{2v_T^2}{v_E^2} \frac{k^2 c^2}{\omega_L^2} \right) \ll kv_T. \quad (15)$$

Сравнительно небольшой по абсолютной величине инкремент неустойчивости (15) имеет место для волновых чисел

$$k \approx \frac{\omega_L}{\sqrt{2}c} \frac{v_E}{v_T}, \quad (16)$$

а его величина много меньше $v_E \omega_L / c \sqrt{2}$, что много меньше ω_L .

В противоположном предельном случае, когда $|\omega| \gg kv_T$, используя разложение

$$J_+(\beta) \approx 1 + \beta^{-2}, \quad |\beta| \gg 1, \quad (17)$$

из (11) находим

$$\omega^4 - \omega^2(\omega_L^2 + k^2 c^2) - \frac{1}{2} \omega_L^2 k^2 (v_E^2 + 3v_T^2) = 0. \quad (18)$$

Приближенное решение дисперсионного уравнения (18) имеет вид

$$\begin{aligned} \gamma &\approx \frac{\omega_L}{\sqrt{2} \sqrt{\omega_L^2 + k^2 c^2}} \sqrt{v_E^2 + 3v_T^2} \approx \\ &\approx \frac{\omega_L k v_E}{\sqrt{2} \sqrt{\omega_L^2 + k^2 c^2}} \gg kv_T, \end{aligned} \quad (19)$$

где неравенство $\gamma \gg kv_T$ определяет область волновых чисел, в которой применимо решение (19). Из этого неравенства следует, что область применимости выражения (19) весьма широка: $k \ll \omega_L v_E / cv_T \sqrt{2}$. При волновых числах, приближающихся к величинам порядка $\omega_L v_E / cv_T \sqrt{2}$, выражение (19) сшивается с выражением (15). График зависимости инкремента неустойчивости γ от k приведен на рис. 1. Кривые на рис. 1 описывают численное решение уравнения

$$\begin{aligned} \left(\frac{kc}{\omega_L}\right)^2 + 1 &= \left(1 + 3\frac{v_T^2}{v_E^2}\right) \frac{1}{\sqrt{8\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt t^2 \times \\ &\times \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) \left[\left(\frac{\gamma}{kv_E}\right)^2 + \left(\frac{v_T}{v_E} t\right)^2\right]^{-1}, \end{aligned} \quad (20)$$

которое следует из (11) при $\gamma \ll \omega_L$. Кривые на рис. 1 отвечают двум значениям параметра v_E/v_T , равным $\sqrt{10}$ и 10. Согласно рис. 1, инкремент вейбелевской неустойчивости имеет ярко выраженный максимум. Максимальное значение инкремента γ_{max} тем больше, чем больше отношение v_E/v_T , характеризующее степень анизотропии функции распределения фотоэлектронов. Значение волнового числа k_{max} , определяющего пространственный масштаб наиболее быстро растущих возмущений поля, увеличивается с ростом отношения v_E/v_T . Зависимости максимального значения инкремента неустойчивости и отвечающего ему волнового числа k_{max}

от величины отношения v_E/v_T приведены на рис. 2. Согласно рис. 2, при $v_E/v_T = \sqrt{10}$ инкремент равен $\gamma_{max} \approx 0.28 \omega_L v_E / c$ и сначала он увеличивается с ростом v_E/v_T , а затем выходит на максимальное значение. Из рис. 2 видно, что полученное ранее в работе [6] максимальное значение инкремента определяется формулой

$$\gamma_0 \approx \frac{\omega_L v_E}{\sqrt{2}c} \approx 0.7 \frac{\omega_L v_E}{c} \quad (21)$$

и достигается при аномально большом отношении $v_E/v_T \geq 100$. Это значение превышает γ_{max} при $v_E/v_T \propto \sqrt{10}$ примерно в два раза. Такое изменение в показателе экспоненты, определяющей изменение плотности энергии магнитного поля,

$$\frac{\delta B^2(k_{max}, t)}{\delta B^2(k_{max}, t=0)} \propto \exp(2\gamma_{max} t),$$

где $2\gamma_{max} t \gg 1$, весьма существенно. Величина k_{max} увеличивается с ростом v_E/v_T сильнее, чем γ_{max} . Как видно на рис. 2, k_{max} возрастает в восемь раз при изменении v_E/v_T от $\sqrt{10}$ до 100. Это означает, что во столько же раз уменьшается характерный пространственный масштаб генерируемого квазистационарного магнитного поля. Из приведенных на рис. 2 зависимостей видно, что темп усиления магнитного поля и его пространственная структура в значительной мере зависят от степени анизотропии функции распределения фотоэлектронов.

4. РЕЛАКСАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

Характерное время развития вейбелевской неустойчивости составляет $1/\gamma_{max} \geq \sqrt{2}c/\omega_L v_E$. О развитии неустойчивости и связанной с ней генерации квазистационарного магнитного поля имеет смысл говорить, если обратный инкремент неустойчивости меньше времени релаксации анизотропного распределения фотоэлектронов к изотропному. К изотропизации распределения фотоэлектронов приводят их столкновения с ионами и между собой. В работе [5] рассмотрено влияние столкновений на степень анизотропии распределения фотоэлектронов при воздействии на атомы линейно поляризованного излучения (см. также численные оценки и обсуждение в работе [9]). Приведем соответствующее рассмотрение для случая циркулярно поляризованного излучения, время воздействия которого

меньше характерного времени изменения распределения фотоэлектронов, но больше сравнительно короткого времени туннельной ионизации атомов вещества. Если кратность ионизации ионов Z больше единицы, то процесс изотропизации в основном определяется столкновениями электронов с ионами. При этом эволюция исходного распределения фотоэлектронов (7) описывается уравнением вида

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{2}\nu(v)\frac{\partial}{\partial \xi}(1 - \xi^2)\frac{\partial f}{\partial \xi}, \quad -1 \leq \xi \leq 1, \quad (22)$$

где $f = f(v, \xi, t)$, $\xi = \cos \theta$, θ — угол между вектором скорости \mathbf{v} и осью симметрии распределения (7),

$$\nu(v) = 4\pi Ze^4 n \Lambda m^{-2} v^{-3} \quad (23)$$

— частота столкновений электронов с ионами, Λ — кулоновский логарифм. Поскольку для исходного распределения $v_E \gg v_T$, в начальный момент времени основная масса фотоэлектронов сосредоточена в относительно узком интервале скоростей $v_E - v_T \leq v \leq v_E + v_T$ и области углов, близких к $\pi/2$, когда $\xi \leq v_T/v_E \ll 1$. Это означает, что на малых временах для описания релаксации исходного распределения фотоэлектронов можно приближенно заменить уравнение (22) на более простое:

$$\frac{\partial f}{\partial t} \approx \frac{1}{2}\nu \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2}, \quad (24)$$

где $\nu \approx \nu(v = v_E)$. Это уравнение позволяет получить достаточную для нашего обсуждения оценку влияния столкновений на анизотропию функции распределения фотоэлектронов. Считая $\nu t \ll 1$, приближенное решение уравнения (24) можно представить в виде

$$f(v, \xi, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi'}{\sqrt{2\pi\nu t}} \times \exp\left[-\frac{(\xi - \xi')^2}{2\nu t}\right] f(v, \xi', t = 0), \quad (25)$$

где $\xi \leq \nu t \ll 1$, а начальное распределение $f(v, \xi, t = 0)$ описывается выражением (7), в котором $v_z = v\xi$, $v_{\perp} = v\sqrt{1 - \xi^2}$. На малых временах, когда $\nu t \ll v_T^2/v_E^2$, распределение (25) близко к исходному распределению фотоэлектронов. Если же

$$v_T^2/v_E^2 \ll \nu t \ll 1,$$

то из (25) приближенно находим

$$f(v, \xi, t) \approx \frac{n}{4\pi^2 v_E^2 v_T \sqrt{\nu t}} \times \exp\left[-\frac{\xi^2}{2\nu t} - \frac{(v - v_E)^2}{2v_T^2}\right]. \quad (26)$$

Согласно (25), (26), на небольших временах электронные столкновения приводят к уширению распределения фотоэлектронов по углам. Как видно из соотношения (26), область локализации основной массы электронов в пространстве скоростей расширяется с течением времени по закону $-\sqrt{\nu t} \leq \xi \leq \sqrt{\nu t}$. Согласно формуле (26), для степени анизотропии $v_E/\sqrt{\langle v_z^2 \rangle}$ электронного распределения имеем

$$\frac{v_E}{v_T} \gg \frac{v_E}{\sqrt{\langle v_z^2 \rangle}} \propto \frac{1}{\sqrt{\nu t}} \gg 1.$$

При $\nu t \approx 1$ электрон-ионные столкновения приводят к изотропизации распределения фотоэлектронов. При $Z \gg 1$ на временах $\nu t \leq 1$ влиянием электрон-электронных столкновений на релаксацию исходного распределения фотоэлектронов можно пренебречь. Если же $Z = 1$, то межэлектронные столкновения примерно в два раза ускоряют процесс изотропизации распределения фотоэлектронов. Помимо этого столкновения электронов между собой приводят к релаксации энергии электронов, что сопровождается формированием максвелловского распределения электронов, также за время порядка $1/\nu$. Из изложенного следует, что характерное время сохранения анизотропии распределения фотоэлектронов составляет приблизительно $1/\nu$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Описанные выше закономерности релаксации исходного распределения фотоэлектронов позволяют указать условия, в которых возможно развитие вейбелевской неустойчивости. Если максимальное значение инкремента неустойчивости γ_{max} больше, чем $\nu v_E^2/v_T^2$, то экспоненциальное нарастание спонтанного магнитного поля характеризуется величиной инкремента γ_{max} , зависящей от отношения v_E/v_T , возникающего непосредственно после туннельной ионизации атомов вещества. Этой же величине v_E/v_T отвечает волновое число k_{max} , определяющее пространственный масштаб магнитного поля. Если же инкремент удовлетворяет неравенствам $\nu \ll \gamma_{max} \ll \nu v_E^2/v_T^2$, то раньше, чем возникнет экспоненциальное нарастание спонтанного магнитного поля, электрон-ионные столкновения приведут к уменьшению степени анизотропии исходного распределения по скоростям. Согласно соотношению (26), из-за столкновений электронов с ионами при $\nu t \gg v_T^2/v_E^2$ функция распределения фотоэлектронов вдоль оси симметрии характеризуется не скоростью v_T , а большей величиной $v_E\sqrt{\nu t}$,

удовлетворяющей неравенствам $v_T \ll v_E \sqrt{\nu t} \ll v_E$. Если пренебречь количественным изменением γ_{max} из-за уменьшения анизотропии распределения фотоэлектронов (см. рис. 2), то можно принять, что к моменту начала экспоненциального нарастания магнитного поля анизотропия вместо параметра v_E/v_T будет характеризоваться меньшим, но все еще достаточно большим параметром $\sqrt{\gamma_{max}/\nu}$, $v_E/v_T \gg \sqrt{\gamma_{max}/\nu} \gg 1$. В этих условиях развитие неустойчивости также возможно, но, как видно из рис. 2, характеризуется несколько меньшим инкрементом γ_{max} и меньшей величиной k_{max} . Из изложенного следует, что необходимое условие развития вейбелевской неустойчивости имеет вид $\gamma_{max} \propto \omega_L v_E/c \gg \nu$, где частота электрон-ионных столкновений убывает пропорционально v_E^{-3} с ростом v_E . Это условие существенно слабее, чем аналогичное условие, полученное ранее [5] при рассмотрении вейбелевской неустойчивости плазмы с распределением фотоэлектронов, образующихся при туннельной ионизации атомов в поле линейно поляризованного излучения. Степень ослабления неравенства $\gamma_{max} \gg \nu$ характеризуется большим параметром $A^4 \gg 1$, где

$$A = \left[\frac{2(2I)^{3/2}}{3\hbar\omega\sqrt{m}v_E} \right]^{1/2} \gg 1. \quad (27)$$

Соотношение $A \gg 1$ следует из неравенств (2), определяющих границы области реализации режима туннельной ионизации атомов вещества. При $A \gg 1$ параметр A приближенно характеризует отношение кинетических энергий фотоэлектронов, образующихся в поле циркулярно и линейно поляризованного излучения. В случае линейной поляризации излучения кинетическая энергия заметно меньше. Относительное увеличение γ_{max} из-за изменения поляризации излучения характеризуется параметром $A \gg 1$. Ослабление неравенства $\gamma_{max} \gg \nu$ и относительное увеличение γ_{max} подтверждают вывод работы [6] о том, что в режиме туннельной ионизации атомов циркулярно поляризованное излучение позволяет генерировать квазистационарное магнитное поле существенно эффективнее, чем линейно поляризованное излучение. Еще одно преимущество использования циркулярно поляризованного излучения состоит в том, что при одной и той же плотности потока ионизирующего излучения оно позволяет генерировать магнитное поле в $A \gg 1$ раз более сильное, чем генерирует линейно поляризованное излучение. Следуя работам [5, 9], максимальное значение генерируемого магнитного поля можно оценить из следующего соотношения:

$$\frac{\delta B^2}{8\pi} \approx 0.1 \frac{1}{2} n m v_E^2, \quad (28)$$

где коэффициент 0.1 взят из численного исследования работы [10] и означает, что порядка 10 % кинетической энергии частиц трансформируется в энергию магнитного поля. Для оценок примем, что излучение с частотой $\omega = 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и плотностью потока $q = 2 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ ионизирует атомы гелия, имеющие потенциал ионизации $I \approx 24.4 \text{ эВ}$. Плотность фотоэлектронов примем равной $n \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$. При таких параметрах плазмы и излучения реализуется режим туннельной ионизации атомов гелия, а само излучение проникает достаточно глубоко в образующуюся плазму. При этом соотношение (28) приводит к оценке для напряженности магнитного поля $B \approx 1 \text{ мГс}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16047), Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-1385.2003.2), INTAS (грант № 03-51-5037).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. B. Delone and V. P. Krainov, J. Opt. Soc. Amer. B **8**, 1207 (1991).
2. N. B. Delone and V. P. Krainov, УФН **168**, 531 (1998).
3. E. S. Weibel, Phys. Rev. Lett. **2**, 83 (1959).
4. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*, Высшая школа, Москва (1988).
5. V. I. Arefyev, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, Phys. Lett. A **255**, 307 (1999).
6. В. П. Крайнов, ЖЭТФ **123**, 487 (2003).
7. А. Ю. Романов, В. П. Силин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ **84**, 687 (1997).
8. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред*, Госатомиздат, Москва (1961).
9. V. P. Krainov, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **36**, 3187 (2003).
10. M. Wallace, J. U. Brackbill, C. W. Granfill, D. W. Forslund, and R. J. Mason, Phys. Fluids **30**, 1085 (1987).