ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2019, том 45, № 6, с. 524–528

МЕТОДЫ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЫ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В УСЛОВИЯХ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2019 г. В. Б. Красовицкий[a,*], В. А. Туриков[b,**]

[a] Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

[b] Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

*e-mail: krasovit@mail.ru

**e-mail: vturikov@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.09.2018 г.
После доработки 22.11.2018 г.
Принята к публикации 22.11.2018 г.

Рассмотрен процесс нагрева электронов плазмы необыкновенной лазерной волной на удвоенной верхнегибридной частоте в сильном магнитном поле. Показано, что в этом случае имеет место существенный нагрев даже при значительных расстройках относительно основного параметрического резонанса, что дает возможность снизить резонансную величину сильного магнитного поля. Исследование проведено с помощью численного моделирования по методу частиц в ячейке. Найдены минимальные значения амплитуд лазерного излучения, при которых может быть реализован параметрический нагрев такого типа.

DOI: 10.1134/S0367292119050068

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе взаимодействия мощного лазерного излучения с плотной плазмой происходит генерация сверхсильных квазистатических магнитных полей. Повышенный интерес к исследованию таких процессов возник в последние годы в связи с появлением лазеров ультрарелятивистской интенсивности. Обширная литература по этой проблеме приведена в обзоре [1]. Экспериментально наблюдавшиеся в области критической плотности магнитные поля достигали значений в несколько сотен МГс [2].

В работе [3] исследовано влияние сильных магнитных полей, генерируемых в лазерной плазме, на процесс ускорения электронов в поле плоской волны до релятивистских энергий. Резонансное взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой в сильном магнитном поле приводит к возбуждению нелинейных плазменных колебаний большой амплитуды [4–7].

Сильное магнитное поле в плазме можно также создать в области перетяжек Z-пинча. В работе [8] были рассмотрены процессы воздействия лазерного излучения на такую плазму. В экспериментах на установке NTF [9] мощное лазерное излучение на четвертой гармонике основной частоты с длиной волны 1064 нм использовалось для диагностики внутренней области пинча. В связи с этим интересно выяснить возможность дополнительного нагрева плазмы в Z-пинче на таких частотах лазерного излучения. В данной работе исследуется механизм электронного нагрева необыкновенной лазерной волной в области основного параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте. Такой тип нагрева широко используется в системах с магнитным удержанием плазмы. Однако амплитуды ВЧ-излучения в этих системах намного ниже амплитуд излучения современных мощных лазеров. Поэтому важно исследовать влияние нелинейных эффектов на динамику параметрической неустойчивости в таком диапазоне амплитуд.

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим параметрическое воздействие необыкновенной лазерной волны с амплитудой E_0, распространяющейся вдоль оси z в холодной плазме перпендикулярно внешнему магнитному полю B_0 (рис. 1). Электроны в этом случае вращаются в плоскости xz. Резонансная частота – верхнегибридная частота $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$, где ω_p – плазменная частота, $\omega_c = eB_0/(m_e c)$ – электронная циклотронная частота. Ионы будем считать

неподвижными. Удобно перейти к безразмерным частотам

$$q_p = \frac{\omega_p}{\omega_0}, \quad q_c = \frac{\omega_c}{\omega_0}, \quad q_{uh} = \frac{\omega_{uh}}{\omega_0},$$

где ω_0 – частота лазерного излучения.

В работе [8] было получено выражение для инкремента параметрической неустойчивости в таком взаимодействии

$$\lambda = \sqrt{\lambda_m^2 - \delta^2},$$
$$\lambda_m = \frac{q_c\varepsilon}{2(1-q_{uh}^2)}\left(1 - q_p^2 + \frac{3q_p^2 + 2q_c^2}{2q_p}\right), \quad (1)$$

где $\delta = -q_{uh} + 1/2$ – расстройка частоты относительно параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте, $\varepsilon = eE_0/(m_e c\omega_0)$ – безразмерная амплитуда лазерной волны. Выражение (1) было получено в приближении малой амплитуды излучения $\varepsilon \ll 1$. Максимальное значение инкремента $\lambda = \lambda_m$ достигается при точном резонансе $\delta = 0$. В этом случае максимальный инкремент становится равным $\lambda_m = q_c\varepsilon$. Из условия $-\lambda_m < \delta < \lambda_m$ для заданного значения плазменной частоты q_p следует интервал значений циклотронной частоты q_c, при которых возбуждается параметрическая неустойчивость [8]

$$\frac{1}{2}\sqrt{1-4q_p^2} - \frac{\varepsilon}{2} < q_c < \frac{1}{2}\sqrt{1-4q_p^2} + \frac{\varepsilon}{2}. \quad (2)$$

С ростом амплитуды излучения область значений внешнего магнитного поля, определяемая интервалом (2) расширяется, и инкремент неустойчивости возрастает. Следует учесть, что выражения (1), (2) получены в линейном приближении по малому параметру ε. Известно, однако, что ширина области параметрической неустойчивости расширяется при учете слагаемых более высокого порядка по ε [10, 11]. При произвольных значениях ε даже для простых параметрических колебательных систем приходится решать уравнение Матье численными методами [11]. В случае больших расстроек снижается минимальная величина магнитного поля, необходимого для лазерного возбуждения неустойчивости и нагрева электронов плазмы. Теоретический анализ параметрической неустойчивости нагретой плазмы при больших расстройках относительно удвоенной верхнегибридной частоты представляет собой весьма сложную задачу. Поэтому в данной работе нами использовано численное моделирование по методу частиц в ячейке.

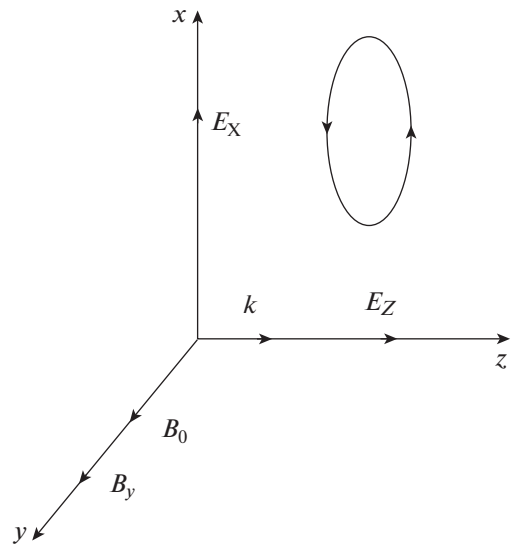

Рис. 1. Векторы электрического и магнитного полей необыкновенной волны в плазме во внешнем магнитном поле B_0. Электроны вращаются в плоскости x, z.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НАГРЕТОЙ ПЛАЗМЕ

Численное моделирование параметрического воздействия мощной необыкновенной волны с плазмой в данной работе проводилось с помощью электромагнитного релятивистского PIC-кода 1D2V, использованного в работах [4–6]. В вакуумной области излучение распространялось вдоль оси z и задавалось в виде линейно поляризованной волны с вектором $\mathbf{E}$, направленным вдоль оси x и перпендикулярным внешнему магнитному полю $\mathbf{B}_0$ (рис. 1). Начальная форма импульса имела вид плоской волны с плавными фронтами. Длительность импульса в численных экспериментах составляла 100 периодов колебаний поля волны. До взаимодействия с импульсом плазма формировалась в виде однородного слоя со ступенчатым профилем плотности на границах и шириной, равной 70 начальным лазерным длинам волн. Расчеты проводились для отношения масс ионов и электронов, $m_i/m_e = 1840$. За время прохождения импульса через слой плазмы ионы не оказывали существенного влияния на процесс взаимодействия.

Проведенное численное моделирование продемонстрировало высокую эффективность лазерного нагрева плазмы в сильном магнитном поле в области параметрического резонанса на верхнегибридной частоте. На рис. 2 представлены зависимости средней энергии электронов, получаемой в процессе нагрева, от величины внешнего

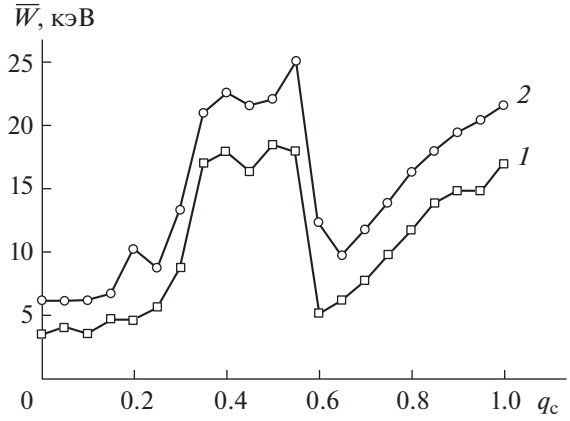

Рис. 2. Зависимость средней энергии электронов от параметра $q_c = \omega_c/\omega_0$: *1* – $T_e = 1$, *2* – 5 кэВ, $\varepsilon = 0.1$, $q_p = \omega_p/\omega_0 = 0.3$.

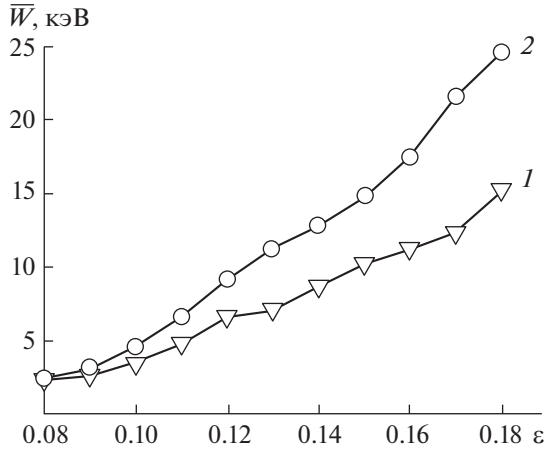

Рис. 3. Зависимость средней энергии электронов от амплитуды лазерной волны ε после прохождения импульсом расстояния равного его длине: *1* – $q_c = 0.1$, *2* – $q_c = 0.2, q_p = 0.3$, $T_{e0} = 1$ кэВ.

магнитного поля, определяемой безразмерным параметром q_c. Значение безразмерной амплитуды излучения $\varepsilon = 0.1$ выбрано из соображений существенного снижения мощности при генерации четвертой гармоники исходной длины волны 1064 нм с помощью кристаллов-конверторов. При плотности плазмы 10^{21} см$^{-3}$ в перетяжках *Z*-пинча в экспериментах на установке NTF [9] безразмерная плазменная частота $q_p = 0.3$. При таких значениях параметров основному верхнегибридному параметрическому резонансу $q_{uh} = 0.5$ соответствует значение $q_c = 0.4$. Из рисунка видно, что имеет место параметрическая неустойчивость слева и справа от этого значения, что согласуется с теоретическими результатами. Видно также, что эффективность нагрева слабо зависит от начальной температуры электронов. При стремлении к значению $q_c = 1$ основную роль начинает играть электронный циклотронный резонанс и вызванный им процесс самомодуляции лазерного импульса, приводящий в дальнейшем к стохастическому режиму нагрева [5].

Для определения минимальных безразмерных амплитуд лазерного поля, при которых наблюдается значительный параметрический нагрев, по результатам численных экспериментов была получена зависимость средней энергии электронов в процессе нагрева от амплитуды излучения (рис. 3). Из этой зависимости следует, что существенный нагрев достигается уже при амплитудах $\varepsilon \approx 0.1$. При этом эффективность нагрева возрастает с увеличением внешнего магнитного поля. Для четвертой гармоники значение $q_c = 0.1$ соответствует величине магнитного поля $B_0 = 40$ МГс, достигаемого в перетяжках *Z*-пинча. На рис. 4 представлены фазовые плоскости электронов по осям *z*, *x* в продольном и поперечном направлениях по отношению к магнитному полю в момент времени $t = 600$ (в единицах ω_0^{-1}). Видно, что нагрев происходит в области развития параметрической неустойчивости на частоте, значительно меньшей частоты излучения.

Для выяснения влияния амплитуды излучения на частоты возбуждаемых параметрических колебаний в численном моделировании выводились соответствующие спектры продольного и поперечного электрического поля (рис. 5, 6). Приведенные примеры спектров наглядно демонстрируют преобладающий вклад верхнегибридной ча-

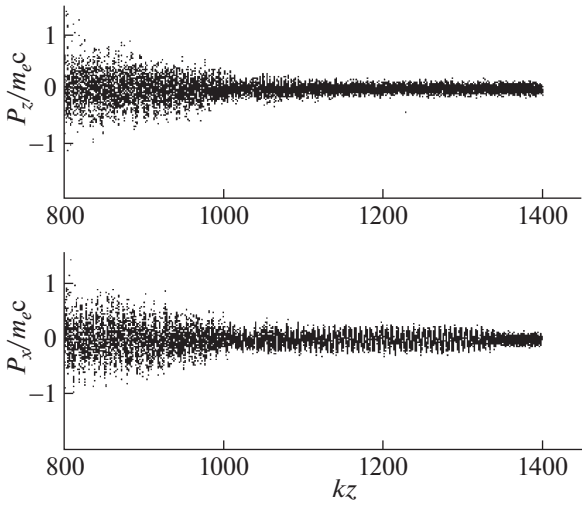

Рис. 4. Фазовые плоскости в момент времени $t = 600$ (в единицах ω_0^{-1}): k – волновое число лазерной волны, $\varepsilon = 0.14$, $q_c = 0.2$, $q_p = 0.3$, $T_{e0} = 1$ кэВ.

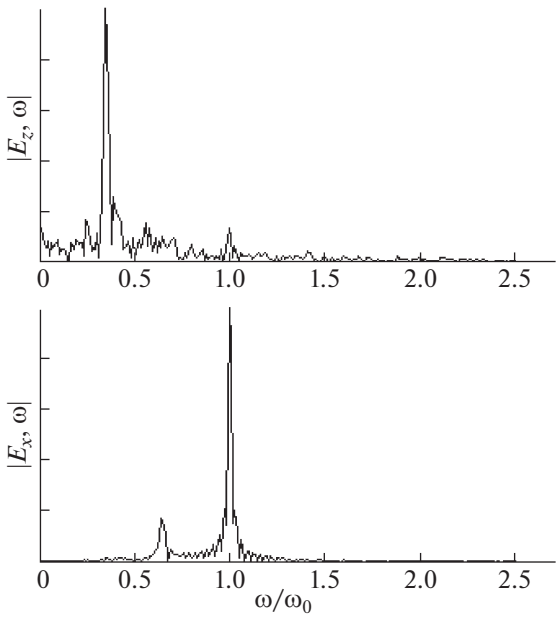

Рис. 5. Спектры продольного и поперечного поля: $\varepsilon = 0.1$, $q_c = 0.1$, $q_p = 0.3$, $T_{e0} = 1$ кэВ.

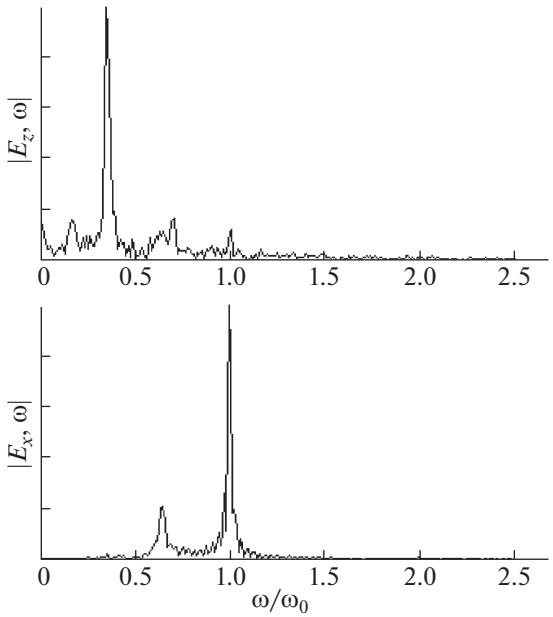

Рис. 6. Спектры продольного и поперечного поля: $\varepsilon = 0.18$, $q_c = 0.1$, $q_p = 0.3$, $T_{e0} = 1$ кэВ.

стоты при развитии неустойчивости. С ростом амплитуды излучения происходит постепенное возбуждение колебаний в области второй гармоники верхнегибридной частоты (рис. 6).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено одномерное численное моделирование процесса распространения необыкновенной лазерной волны в области параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте. Численные эксперименты показали, что при этом происходит значительный дополнительный нагрев электронов плазмы с начальными электронными температурами порядка 1 кэВ. Нагрев наблюдался при значительных расстройках относительно основного параметрического резонанса, что обусловлено большой амплитудой возбуждающей волны. Этот факт приводит, в частности, к снижению резонансной величины сильного магнитного поля, наблюдавшемуся в работе [5]. Исследован диапазон амплитуд излучения на четвертой гармонике с основной длиной волны 1064 нм, при котором имеет место параметрическая неустойчивость. Параметры плазмы и величина внешнего магнитного поля выбирались близкими к их значениям в экспериментах [9]. Показано, что минимальное значение безразмерной амплитуды излучения ε, необходимое для начала эффективного нагрева в таких условиях составляет порядка 0.1. Таким образом, для осуществления нагрева необходима генерация четвертой гармоники с такими амплитудами, что соответствует интенсивности излучения порядка 10^{17} Вт/см^2. Для этого необходимы нелинейные кристаллы-конверторы с очень высокими характеристиками. Другая возможность состоит, например, в использовании мощного лазера на свободных электронах в ультрафиолетовом диапазоне. Однако в настоящее время, практическая реализация такой возможности, по-видимому, является весьма проблематичной.

Рассмотренный метод нагрева может быть использован и в других схемах создания горячей плазмы с помощью мощного лазерного излучения. Так в работе [2] высшие гармоники, возникающие вследствие нелинейных процессов, применялись по методу отсечки для измерения создаваемых сверхсильных магнитных полей при облучении тонких пленок. Если в такой схеме использовать внешнее излучение на высших гармониках, то можно также реализовать эффективный нагрев электронов плазмы.

Публикация подготовлена при поддержке программы РУДН “5-100”. В.А. Туриков благодарен Министерству науки и высшего образования РФ (соглашение № 3.2223.2017/4.6) за финансовую поддержку работы в разд. 3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П.* // УФН. 2008. Т. 178. С. 283.
2. *Tatarakis M., Gopal A., Watts I. Beg F.N., Dangor A.E., Krushelnik K., Wagner U., Norreus P.A., Clark E.L.,*

Zepf M., Evans R.G.// Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 2244.

3. *Беляев В.С., Костенко О.Ф., Лисица В.С.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 784.
4. *Krasovitskiy V.B., Turikov V.A., Sotnikov V.I.* // Phys. Plasmas. 2007. V. 4. P. 092108-1-10.
5. *Красовицкий В.Б., Туриков В.А.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 1085.
6. *Дорофеенко В.Г., Красовицкий В.Б., Туриков В.А.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 286.
7. *Красовицкий В.Б., Туриков В.А.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 440.
8. *Krasovitskii V.B., Dorofeenko V.G., Sotnikov V.I., Bauer B.S.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 724.
9. *Ivanov V.V., Astanovitskiy A.L., Papp D., Chitenden J.P., Bland S.N., Jones B., Altemara S.D.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 102702-1-9.
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Физматлит, 2012.
11. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.