

Параметрическое взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой в сильном магнитном поле

В. А. Туриков, А. М. Умнов

В работе рассмотрен процесс взаимодействия необыкновенной лазерной волны большой амплитуды с неоднородной плазмой в сильном магнитном поле в области удвоенной верхнегибридной частоты. Исследование проведено с помощью численного моделирования по методу частиц в ячейке. Показано, что в этом случае параметрический резонанс приводит к существенному нагреву электронов. Из анализа спектров продольного поля сделан вывод о том, такой нагрев обусловлен нелинейным взаимодействием верхнегибридных плазмонов, возбуждаемых лазерной волной, с электростатическими модами, подобными модам Бернштейна в линейном приближении. Исследована зависимость средней энергии электронов, набираемой в процессе нагрева, от их начальной температуры.

Ключевые слова: лазерное излучение, неоднородная плазма, сильное магнитное поле, верхнегибридная частота, моды Бернштейна.

Ссылка: Туриков В. А., Умнов А. М. // Прикладная физика. 2019. № 6. С. 29.

Reference: V. A. Turikov and A. M. Umnov, Prikl. Fiz., No. 6, 29 (2019).

Введение

При взаимодействии мощного лазерного излучения с плотной плазмой происходит генерация сверхсильных квазистатических магнитных полей [1], достигающих значений в несколько сотен МГц [2]. Резонансное взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой в таких полях приводит к возбуждению нелинейных плазменных колебаний большой амплитуды [3–6]. Сильное магнитное поле также может быть создано в плазме в области перетяжек Z-пинча. Взаимодействие лазерного излучения с плазмой Z-пинча в резонансных условиях тоже может приводить к нелинейным колебаниям большой амплитуды [7].

Нагрев на параметрическом резонансе широко используется в токамаках и в других системах с магнитным удержанием плазмы [9]. Определяющую роль в таком нагреве играют нелинейные процессы в неоднородной области вблизи точного резонанса. При этом происходит распад волны накачки на два верхнегибридных плазмона и возбуждение волн Бернштейна [10]. Подобные процессы должны происходить и при резонансном воздействии мощного лазерного излучения на плазму в сильном магнитном поле. В работе [8] исследовался механизм электронного нагрева необыкновенной лазерной волной в условиях основного параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте в *однородной* плазме. В данной работе посредством численного моделирования проводится исследование таких процессов в резонансной области в *неоднородной* плазме.

Численное моделирование параметрического резонанса в неоднородной плазме

Будем рассматривать необыкновенную электромагнитную волну $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$,

Туриков Валерий Алексеевич, доцент, к.ф.-м.н.
 Умнов Анатолий Михайлович, доцент, к.ф.-м.н.
 Российский университет дружбы народов (РУДН).
 Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6.
 Тел. 8(495) 955-08-13.
 E-mail: vturikov@yandex.ru; anumnov@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 31 октября 2019 г.

$\mathbf{V} = (0, V_y, 0)$, распространяющуюся в неоднородной плазме поперек внешнего постоянного магнитного поля $\mathbf{V}_0 = (0, V_0, 0)$. Примем, что начальная плотность плазмы монотонно возрастает вдоль направления распространения волны. При этом предположим, что в области перепада плотности выполняется условие параметрического резонанса на частоте $\omega_0 = 2\omega_{uh}$, где ω_0 – (круговая) частота волны, $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$ – верхнегибридная частота, ω_p – плазменная частота, ω_c – циклотронная частота. В численном моделировании удобно перейти к безразмерным частотам и к безразмерной амплитуде волны в вакууме, введя следующие величины:

$$q_p = \frac{\omega_p}{\omega_0}, \quad q_c = \frac{\omega_c}{\omega_0}, \quad q_{uh} = \frac{\omega_{uh}}{\omega_0}, \quad \varepsilon = \frac{eE_0}{m_e \omega_0 c}.$$

Для невозмущенной плотности плазмы будем использовать следующее модельное распределение

$$N(Z) = n/n(Z_{p0}) = 1 + a \times \text{th} \left[\frac{2(Z - Z_{p0})}{L_p b} \right], \quad (1)$$

где Z – безразмерная координата в единицах k_0^{-1} ; k_0 – волновое число лазерной волны в вакууме; Z_{p0} – точка, в которой $q_p(Z)$ принимает заданное значение q_p ; L_p – безразмерная ширина слоя плазмы, параметры a и b соответственно определяют высоту и ширину области перепада плотности.

Численное моделирование параметрического взаимодействия 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 в сторону слоя плазмы с модельным распределением плотности (1). Начальная форма импульса имела вид плоской волны с плавными фронтами. Длительность импульса в численных экспериментах составляла 100 периодов колебаний поля волны. Начальная ширина слоя плазмы равнялась 80 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. Физические параметры выбирались близкими к параметрам работы [7]. Предполагалось, что на слой плазмы падает необыкновенная волна на четвертой гармонике основного излучения с длиной волны 1064 нм. В процессе моделирования, так же как и в работе [8], предполагалось, что безразмерная амплитуда четвертой гармоники может достигать значений $\varepsilon \approx 0,1$. Такие амплитуды могут быть получены лишь при использовании кристаллов-конверторов с очень высокими характеристиками. При плотности плазмы 10^{21} см^{-3} плазменная частота соответствует для четвертой гармоники значению $q_p \approx 0,3$. Безразмерная циклотронная частота q_c изменялась в пределах от 0,1 до 0,2, что соответствует магнитным полям от 40 до 80 МГс.

Численные расчеты показали, что лазерное излучение, взаимодействующее с плазмой в сильном магнитном поле в области параметрического резонанса, передает значительную часть энергии электронам. На рис. 1 представлены распределения продольного и поперечного полей в момент достижения лазерным импульсом правой границы плазменного слоя.

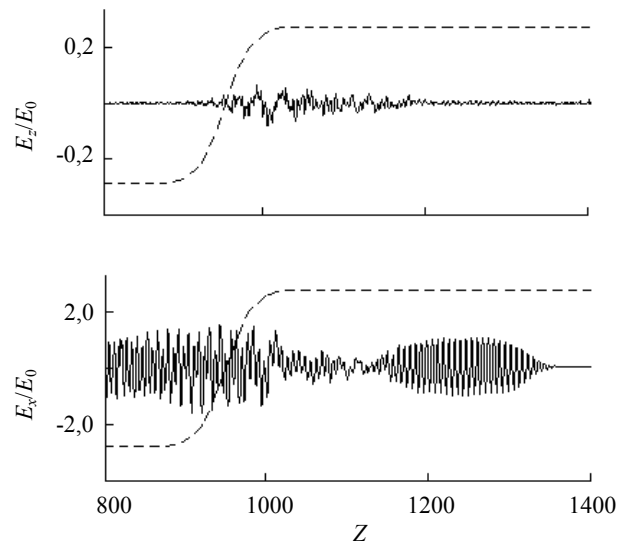


Рис. 1. Распределение продольного и поперечного полей в момент времени $t = 600$. Пунктирной линией изображен начальный профиль плотности плазмы. $\varepsilon = 0,1$, $q_p = 0,3$, $q_c = 0,2$, $T_{e0} = 1 \text{ кэВ}$, $a = 0,8$, $b = 0,1$, $Z_{p0} = 950$, $Z_b = 800$.

Из рисунка видно, что в области параметрического верхнегибридного резонанса имеет место сильное поглощение поперечного электрического поля импульса E_x и нарастание продольного поля E_z . Видно также, что возникает отраженная электромагнитная волна на половинной частоте падающего излучения. Можно предположить, что эти процессы обусловлены распадом лазерной волны на два верхнегибридных плазмона, подобно тому, как это происходит в токамаках при циклотронном нагреве [9, 10]. Рост продольного поля может быть вызван взаимодействием таких плазмонов с нелинейными электростатическими модами, подобными модам Бернштейна в линейном приближении. Эти соображения подтверждаются соответствующими спектрами продольного электрического поля, представленными на рис. 2.

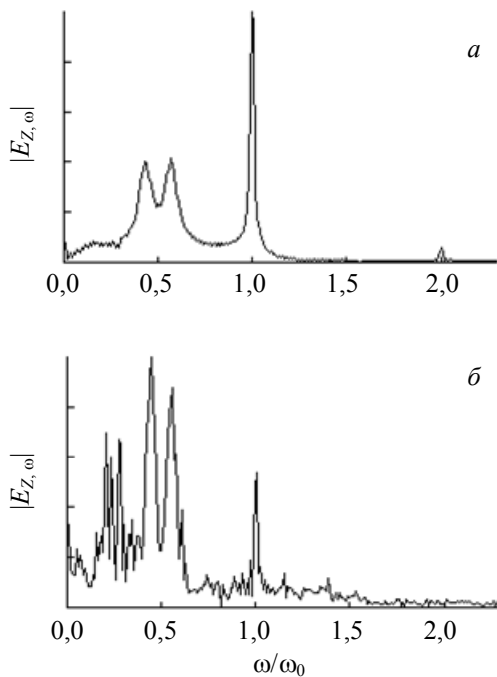


Рис. 2. Спектры продольного поля E_z (произвольные единицы) в момент времени $t = 600$ в точке $Z = 930$. (а) – $T_{e0} = 0$, (б) – $T_{e0} = 1$ кэВ. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

На спектрах отчетливо видны линии для верхнегибридных плазмонов с частотами, близкими к $\omega_0 / 2$. Для нагретой плазмы возникают линии с частотами в области циклотронной частоты (см. рис. 2). В силу того, что

они исчезают при тех же параметрах в холодной плазме, они могут быть интерпретированы как нелинейные моды Бернштейна, возбуждаемые при больших амплитудах волны накачки. Нарастание продольного поля вызывает значительный нагрев электронной компоненты. Процесс нагрева отчетливо наблюдается на фазовых плоскостях электронов, представленных на рис. 3. В численных экспериментах была также исследована зависимость средней энергии электронов в процессе нагрева от их начальной температуры (см. рис. 4). Видно, что с ростом начальной температуры эффективность нагрева значительно увеличивается, что связано с возрастанием амплитуды волн Бернштейна.

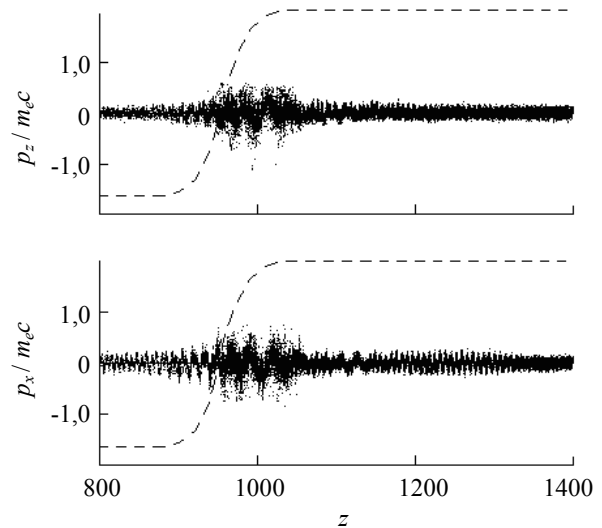


Рис. 3. Фазовые плоскости электронов в момент времени $t = 600$. Значения параметров те же, что и на рис. 1.

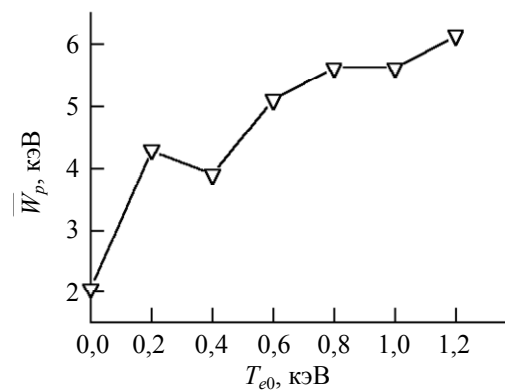


Рис. 4. Зависимость средней энергии электронов от начальной температуры в момент времени $t = 600$. Параметры те же.

Заключение

В работе проведено численное моделирование взаимодействия необыкновенной лазерной волны с неоднородной плазмой в области параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте. Численные эксперименты показали, что при этом происходит распад волны накачки на два верхнегибридных плазмона, а также возбуждаются электростатические колебания, представляющие собой нелинейные волны Бернштейна. В результате взаимодействия этих колебаний происходит значительный нагрев электронов плазмы. При этом эффективность нагрева возрастает по мере увеличения начальной электронной температуры. Для начальных температур порядка 1 кэВ средняя энергия электронов возрастает до 5 кэВ.

Подобные процессы происходят и при циклотронном нагреве в плазменных системах с магнитным удержанием [11]. Однако амплитуды СВЧ-излучения в таких процессах на несколько порядков ниже лазерных амплитуд. Это же относится и к величинам соответствующих магнитных полей в резонансных условиях. Поэтому результаты взаимодействия в этих двух случаях могут сильно отличаться друг от друга, что обусловлено влиянием нелинейных эффектов и релятивизма. С целью выяснения таких отличий и было проведено

численное моделирование лазерного параметрического нагрева.

Публикация подготовлена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-29-21041.

ЛИТЕРАТУРА

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. Vol. 9. P. 2244.
3. Krasovitskiy V. B., Turikov V. A., Sotnikov V. I. // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 4. P. 092108-1-10.
4. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 1085.
5. Дорофеев В. Г., Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 286.
6. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 440.
7. Krasovitskiy V. B., Dorofeev V. G., Sotnikov V. I., Bauer B. S. // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. P. 724.
8. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 524.
9. Porcolab M., Cohen B. I. // Nuclear Fusion. 1988. Vol. 28. P. 239.
10. Попов А. Ю., Гусаков Е. З. // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. С. 165.
11. Пилия А. Д., Федоров В. И. // Вопросы теории плазмы. 1984. Вып. 13. С. 262.

PACS: 52.35.Mw, 52.50.Jm, 52.65.Rr

Parametric interaction of powerful laser radiation with plasma in the strong magnetic field

V. A. Turikov and A. M. Umnov

Peoples' Friendship University of Russia (RUDN University)
6 Miklukho-Maklaya st., Moscow, 117198, Russia
E-mail: vturikov@yandex.ru; anumnov@yandex.ru

Received October 31, 2019

The article deals with the process of interaction between a large amplitude laser wave and an inhomogeneous plasma in a strong magnetic field in the region of parametric resonance. The research is carried out numerically by the particle-in-cell-method. It is shown that in this case the resonance at a double upper hybrid frequency leads to a considerable heating of elec-

trons. From the analysis of the longitudinal field spectra it is concluded that such heating occurs due to the nonlinear interaction of upper hybrid plasmons with electrostatic modes similar to Bernstein modes in the linear approximation. The dependence of the average energy of electrons gained in the heating process on their initial temperature is investigated.

Keywords: laser radiation, inhomogeneous plasma, strong magnetic field, upper hybrid frequency, Bernstein modes.

REFERENCES

1. V. S. Beliaev, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, and A. P. Matafonov, *Phys. Usp.* **178**, 283 (2008).
2. M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts, F. N. Beg, A. E. Dangor, K. Krushelnik, U. Wagner, P. A. Norreus, E. L. Clark, M. Zepf, and R. G. Evans, *Phys. Plasmas*. **9**, 2244 (2002).
3. V. B. Krasovitskiy, V. A. Turikov, and V. I. Sotnikov, *Phys. Plasmas*. **4**, 092108-1-10 (2007).
4. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **36**, 1085 (2010).
5. V. G. Dorofeenko, V. B. Krasovitskiy, and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **41**, 286 (2015).
6. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **44**, 440 (2018).
7. V. B. Krasovitskiy, V. G. Dorofeenko, V. I. Sotnikov, and B. S. Bauer, *Phys. Plasmas*. **11**, 724 (2004).
8. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **45**, 524 (2019).
9. M. Porcolab and B. I. Cohen, *Nuclear Fusion*. **28**, 239 (1988).
10. A. Yu. Popov and E. Z. Gusakov, *JETP*, **147**, 165 (2015).
11. A. D. Piliia and V. I. Fedorov, *Problems of Plasma Theory*, No. 13, 262 (1984).