

Параметрический распад лазерной волны в неоднородной плазме на удвоенной верхнегибридной частоте

В. А. Туриков

В работе посредством численного моделирования исследован процесс параметрического распада лазерной волны необыкновенной поляризации в плазме в сверхсильном магнитном поле. В таком взаимодействии волна накачки распадается на два верхнегибридных плазмона с последующим каскадным возбуждением мод Бернштейна. Обнаружено возникновение отраженной от области неоднородности плазмы необыкновенной волны на верхнегибридной частоте. Сделан вывод о том, что отраженная волна возбуждается верхнегибридными плазмонами, возникшими при первичном распаде. Исследована зависимость средней энергии электронов, набираемой при развитии неустойчивости, от величины внешнего магнитного поля и от градиента плотности плазмы.

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

Ссылка: Туриков В. А. // Прикладная физика. 2020. № 5. С. 33.

Reference: V. A. Turikov, Applied Physics, No. 5, 33 (2020).

Введение

При взаимодействии электромагнитных волн с магнитоактивной плазмой происходит параметрическое возбуждение различных ветвей колебаний, определяемых соответствующими распадными условиями [1, 2]. Условия возбуждения параметрических неустойчивостей в плазме во внешнем магнитном поле исследовались в работах [3–7]. Мощное лазерное излучение может генерировать в плазме с плотностью, близкой к критической, сверхсильные квазистатические магнитные поля с индукцией до нескольких сотен МГс [8, 9]. Магнитные поля с индукцией в несколько МГс могут также возбуждаться и в плазме с докритической плотностью [10]. При резонансном взаимодействии лазерного излучения

с плазмой в сверхсильных магнитных полях возникают такие новые нелинейные процессы как резонансная само модуляция, образование электромагнитных солитонов, стохастический нагрев электронов [11–15]. Сильное магнитное поле в плазме создается также в перетяжках Z-пинча. Резонансное взаимодействие лазерного излучения с плазмой в таком поле рассматривалось в работе [16].

Параметрический резонанс является одним из методов нагрева плазмы в токамаках и в других системах с магнитным удержанием. В таком нагреве в неоднородной области вблизи точки резонанса происходит параметрический распад волны накачки на верхнегибридные плазмоны и возбуждение волн Бернштейна [17]. Представляет интерес рассмотреть аналогичные процессы при резонансном воздействии мощного лазерного излучения на плазму в сверхсильном внешнем магнитном поле. Соответствующие отличия могут быть связаны с тем, что параметрический нагрев в магнитных ловушках производится при значительно меньшей частоте и интенсивности излучения. В работе [18] проведено численное

Туриков Валерий Алексеевич, доцент, к.ф.-м.н.
Российский университет дружбы народов (РУДН).
Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6.
E-mail: vturikov@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 03 сентября 2020 г.

© Туриков В. А., 2020

моделирование электронного нагрева необыкновенной лазерной волной в условиях параметрического резонанса в неоднородной плазме. Было продемонстрировано возбуждение верхнегибридных плазмонов и волн Бернштейна, приводящее к сильному нагреву электронов. Данная работа является продолжением исследования, проведенного в [18]. Исследуется зависимость эффективности параметрического нагрева от градиента плотности в области резонанса и от величины магнитного поля. Проводится качественное сравнение с формулой Пилия-Розенблюта для конвективной распадной неустойчивости в неоднородной плазме. Также рассматриваются свойства необыкновенной волны на верхнегибридной частоте, отраженной от области перепада плотности плазмы.

Распадная неустойчивость лазерной волны

Рассмотрим необыкновенную электромагнитную волну $E = (E_x, 0, E_z)$, $\mathbf{B} = (0, B_y, 0)$, распространяющуюся в неоднородной плазме поперек внешнего постоянного магнитного поля $\mathbf{B}_0 = (0, B_0, 0)$. Будем считать, что плотность невозмущенной плазмы монотонно возрастает вдоль направления распространения волны. Предположим также, что в области перепада плотности выполняется условие параметрического резонанса на частоте $\omega_0 = 2\omega_{uh}$, где ω_0 – частота волны в вакууме, $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$ – верхнегибридная частота, ω_p – плазменная частота, ω_c – циклотронная частота. Перейдем к безразмерным частотам $q_p = \omega_p / \omega_0$, $q_c = \omega_c / \omega_0$, $q_{uh} = \omega_{uh} / \omega_0$, а также к безразмерной амплитуде волны в вакууме $\varepsilon = eE_0 / (m_e \omega_0 c)$. Невозмущенную плотность плазмы будем задавать модельным распределением из работы [18]

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

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 – безраз-

мерная ширина слоя плазмы, параметры a и b определяют высоту и ширину области перепада плотности.

Как и в работе [18], для численного моделирования будем использовать электромагнитный релятивистский PIC код 1D2V в той же постановке задачи. Длительность импульса в численных экспериментах составляла 100 периодов колебаний поля волны. Начальная ширина слоя плазмы равнялась 80 начальным лазерным длинам волн. Для отношения масс ионов и электронов $m_i / m_e = 1840$ ионы не оказывали существенного влияния на процесс взаимодействия лазерного импульса с плазмой. Начальная температура электронов задавалась параметром $\beta_T = v_{Te} / c$, где v_{Te} – тепловая скорость электронов невозмущенной плазмы.

Численные расчеты показали, что энергия, передаваемая лазерным излучением электронам плазмы, возрастает при уменьшении градиента плотности в области параметрического резонанса (рис. 1). Это согласуется с известным выражением Пилия-Розенблюта для интенсивности нарастающих дочерних волн при развитии конвективной распадной неустойчивости в неоднородной плазме [19, 20]

$$I = I_0 \exp \left| \frac{2\pi\gamma_0^2}{K'V_1V_2} \right|,$$

где γ_0 – инкремент нарастания волны в неоднородной плазме; $K' = \partial / \partial Z (k_0 - k_{1z} - k_{2z})$, \vec{k}_1 , \vec{k}_2 – волновые векторы дочерних волн; V_1 , V_2 – их групповые скорости. Результаты моделирования показали, что по сравнению с нагревом на удвоенной верхнегибридной частоте в магнитных ловушках [21] рассматриваемый лазерный нагрев обеспечивает передачу значительно большей энергии волны накачки электронам плазмы. Однако, в этом случае условия резонанса могут быть выполнены лишь при наличии сверхсильного магнитного поля.

Были исследованы распределения электрического поля в момент достижения лазерным импульсом правой границы плазменного слоя. На рис. 2 представлено распределение поперечного поля E_x в этот момент. Видно, что возникает электромагнитная волна, отраженная от области перепада плотности на

верхнегибридной частоте (рис. 3). Отсюда можно заключить, что такая волна может быть следствием вторичного нелинейного процесса, вызванного первичным распадом волны накачки в резонансной области [21].

Проведенные численные эксперименты показали, что эффективность нагрева плазмы лазерной волной в области параметрического резонанса сильно зависит от амплитуды волны ε , а также от значений циклотронной и плазменной частоты. При $\varepsilon < 0,1$ на рассмот-

ренных интервалах времени параметрический нагрев проявлялся значительно слабее, а при $\varepsilon = 0,01$ вообще исчезал. На рис. 4 представлены зависимости средней энергии электронов от времени для разных значений отношения q_c/q_p при условии $q_{uh} \cong 1/2$. Видно, что наибольший нагрев достигается при $q_c > q_p$. При этом, как было показано в работе [18], основной вклад в энергию электронов создается модами Бернштейна, возбуждаемыми верхнегибридными плазмонами.

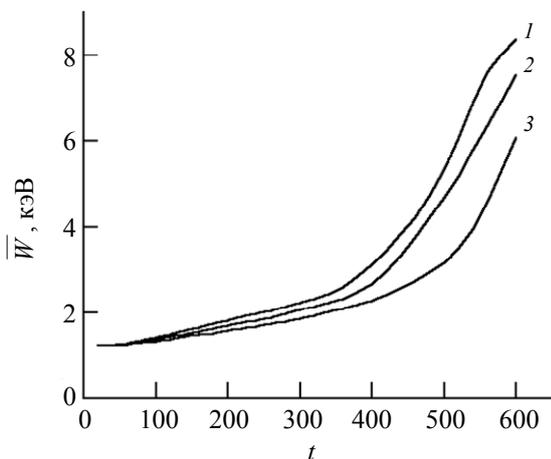


Рис. 1. Зависимость средней энергии электронов плазмы от времени (в единицах ω_0^{-1}) для различных значений градиента плотности $\alpha = dN/dZ$. 1 – $\alpha = 0,01$; 2 – $\alpha = 0,03$; 3 – $\alpha = 0,05$; $\varepsilon = 0,14$; $q_c = 0,1$; $q_p = 0,4$.

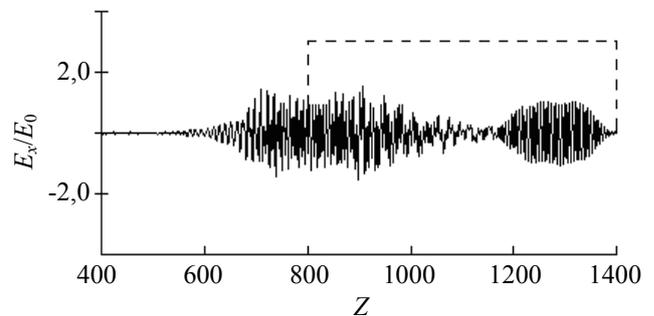


Рис. 2. Распределение поперечного поля E_x в момент времени $t = 600$. Пунктирной линией отмечена область, первоначально занимаемая плазмой. $\varepsilon = 0,1$; $q_p = 0,3$; $q_c = 0,2$; $\beta_T = 0,07$; $a = 0,8$; $b = 0,1$; $Z_{p0} = 950$; $Z_b = 800$. При $Z < Z_b$ возникает отраженная волна на верхнегибридной частоте.

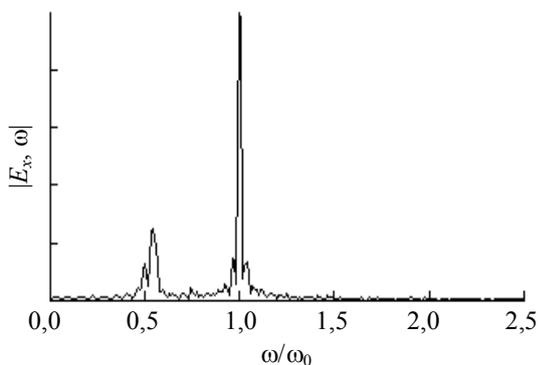


Рис. 3. Спектр поперечного поля E_x (произвольные единицы) в момент времени $t = 400$ в точке $Z = 770$. Линия $\omega/\omega_0 = 1$ соответствует падающей волне до отражения. Спектр в области $\omega/\omega_0 \approx 0,5$ относится к отраженной волне. Остальные параметры те же, что на рис. 2.

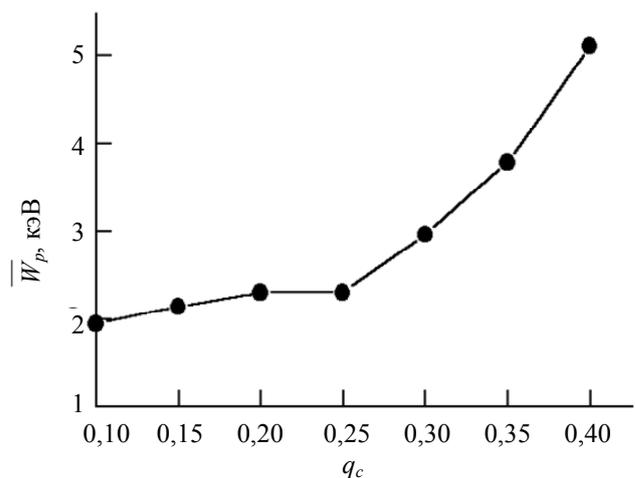


Рис. 4. Зависимость средней энергии электронов в момент времени $t = 500$ от величины магнитного поля. Значение q_p для каждого q_c задано условием $q_{uh} = 0,5$. Параметры те же.

Заключение

В работе проведено численное моделирование взаимодействия необыкновенной лазерной волны с неоднородной плазмой в области параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте. Из результатов численных экспериментов [18] следует, что при этом происходит распад волны накачки на два верхнегибридных плазмона, а также возбуждаются волны Бернштейна. Взаимодействие этих колебаний вызывает значительный нагрев электронов плазмы. По сравнению с нагревом на удвоенной верхнегибридной частоте в магнитных ловушках рассматриваемый лазерный нагрев обеспечивает передачу значительно большей энергии волны накачки электронам плазмы. Однако, в этом случае условия резонанса могут быть выполнены лишь при наличии сверхсильного магнитного поля.

Были исследованы распределения электрического поля в момент достижения лазерным импульсом правой границы плазменного слоя. Показано, что в области параметрического верхнегибридного резонанса имеет место сильное поглощение поперечного электрического поля лазерного импульса и нарастание продольного поля. При этом возникает отраженная электромагнитная волна на верхнегибридной частоте. Сделан вывод о том, что такая волна может быть следствием вторичного нелинейного процесса, вызванного первичным распадом волны накачки в резонансной области.

Проведенные численные эксперименты показали, что эффективность нагрева плазмы лазерной волной в области параметрического резонанса сильно зависит от амплитуды волны и от значений циклотронной и плазменной частоты. При этом наибольший нагрев достигается в случае, когда циклотронная частота превышает плазменную. Безразмерная амплитуда $\varepsilon \cong 0,1$, использованная в численном моделировании, для стандартной длины волны лазерного излучения $\lambda_0 = 1$ мкм соответствует интенсивности $I \cong 2 \times 10^{17}$ Вт/см². Для получения значения $q_c = 0,5$ в этом случае необходимо магнитное поле в 50 МГс. При использова-

нии высших гармоник излучения это значение может быть снижено в несколько раз. Такие параметры вполне могут быть реализованы при взаимодействии лазерного излучения с тонкими фольгами [9].

Полученные результаты могут быть применены при проведении лазерных экспериментов в сверхсильном магнитном поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. – М.: Наука, 1973.
2. Лутвак А. Г. Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М. А. Вып. 10. – М.: Атомиздат, 1980.
3. Grebogi C., Liu C. S. // J. Plasma Phys. 1980. Vol. 23. P. 147.
4. Barr H. C., Boyd T. J. M., Gardner L. R. T., Rankin R. // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27. P. 2730.
5. Sharma R. P., Dragila R. // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. P. 1695.
6. Shukla P. K. // Phys. Plasmas. 1999. Vol. 4. P. 147.
7. Laham N. M., Al-Khateeb A. M., Al Nasser A. S., Odeh I. M. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 3993.
8. Беляев В. С., Крайнов В. П., Луцица В. С., Матафонов А. П. // УФН. 2008. Т. 178. С. 283.
9. 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.
10. Raven A., Rumsby P. T., Stamper J. A., Willi O., Illingworth R., Thareja R. // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 35. P. 526.
11. Krasovitskiy V. B., Turikov V. A., Sotnikov V. I. // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 4. 092108-1-10.
12. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 1085.
13. Дорофеенко В. Г., Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 286.
14. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 440.
15. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 524.
16. Krasovitskiy V. B., Dorofeenko V. G., Sotnikov V. I., Bauer B. S. // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. P. 724.
17. Porcolab M., Cohen B. I. // Nuclear Fusion. 1988. Vol. 28. P. 239.
18. Туриков В. А., Умнов А. М. // Прикладная физика. 2019. № 6. С. 29.
19. Piliya A. D. / Proc. 10th Conf. Phenomena in Ionized Gases (Oxford. 1971). P. 320.
20. Rosenbluth M. N. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. P. 564.
21. Попов А. Ю., Гусаков Е. З. // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. С. 165.

Parametric decay of laser wave in inhomogeneous plasma region of double upper hybrid frequency

V. A. Turikov

Peoples' Friendship University of Russia (RUDN University)
6 Miklukho-Maklaya st., Moscow, 117198, Russia

Received September 03, 2020

The parametric decay of a laser wave of extraordinary polarization in plasma in an external magnetic field is studied using numerical simulation. In this interaction, the pump wave decays into two upper hybrid plasmons, followed by cascade excitation of Bernstein modes. An extraordinary wave reflected from the plasma inhomogeneity region was detected at the upper hybrid frequency. It is concluded that such a wave is excited by upper hybrid plasmons that arose during primary decay. The dependence of the average electron energy gained during the development of the decay instability on the value of the external magnetic field and on the density gradient is investigated.

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

REFERENCES

1. V. P. Silin, *Parametric effect of high-power radiation on plasma* (Nauka, Moscow, 1973) [in Russian].
2. A. G. Litvak, *Problems of plasma theory*. Ed. By M. A. Leontovich, Vol. 10. (Atomizdat, Moscow, 1980) [in Russian].
3. C. Grebogi and C. S. Liu, *J. Plasma Phys.* **23**, 147 (1980).
4. H. C. Barr, T. J. M. Boyd, L. R. T. Gardner, and R. Rankin, *Phys. Fluids.* **27**, 2730 (1984).
5. R. P. Sharma and R. Dragila, *Phys. Fluids.* **31**, 1695 (1988).
6. P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **4**, 147 (1999).
7. N. M. Laham, A. M. Al-Khateeb, A. S. Al Nasser, and I. M. Odeh, *Phys. Plasmas* **7**, 3993 (2000).
8. V. S. Belyaev, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, and A. P. Matafonov, *Physics Uspekhi* **51**, 793 (2008).
9. 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).
10. A. Raven, P. T. Rumsby, J. A. Stamper, O. Willi, R. Illingworth, and R. Thareja, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 526 (1979).
11. V. B. Krasovitskiy, V. A. Turikov, and V. I. Sotnikov, *Phys. Plasmas* **4**, 092108-1-10 (2007).
12. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Phys. Rep.* **36**, 1023 (2010).
13. V. G. Dorofeenko, V. B. Krasovitskiy, and V. A. Turikov, *Plasma Phys. Rep.* **41**, 262 (2015).
14. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Phys. Rep.* **44**, 507 (2018).
15. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Phys. Rep.* **45**, 524 (2019).
16. V. B. Krasovitskiy, V. G. Dorofeenko, V. I. Sotnikov, and B. S. Bauer, *Phys. Plasmas* **11**, 724 (2004).
17. M. Porcolab and B. I. Cohen, *Nuclear Fusion.* **28**, 239 (1988).
18. V. A. Turikov and A. M. Umnov *Plasma Phys. Rep.* **46**, 859 (2020).
19. A. D. Piliya in *Proc. 10th Conf. Phenomena in Ionized Gases* (Oxford, 1971), p. 320.
20. M. N. Rosenbluth, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 564 (1972).
21. A. J. Popov and E. Z. Gusakov, *JETP* **120**, 147 (2015).