

УДК 533.9

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

DOI: 10.51368/2307-4469-2023-11-6-491-495

EDN: OCUVJA



Параметрический распад и трансформация мод при взаимодействии лазерного излучения с плазмой в неоднородном магнитном поле

В. А. Туриков

Исследован процесс резонансного взаимодействия лазерной волны на удвоенной верхнегибридной частоте с плазмой в неоднородном магнитном поле. Для магнитного поля предполагалась линейная зависимость от координаты вдоль направления распространения лазерного импульса с условием резонанса в центре плазменного слоя. Показано, что в таком взаимодействии лазерная волна распадается на два верхнегибридных плазмона с возбуждением мод Бернштейна. Обнаружено возникновение электромагнитной волны на верхнегибридной частоте, отраженной от границы плазмы. Сделан вывод о том, что отраженная волна возбуждается при взаимодействии мод Бернштейна с верхнегибридными плазмонами, так как она исчезала в случае слоя холодной плазмы. Исследована зависимость средней энергии электронов, набираемой при развитии неустойчивости, от градиента внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: лазерное излучение, верхнегибридная частота, неоднородное магнитное поле, моды Бернштейна.

Введение

В линейном приближении теоретическое исследование процессов взаимодействия электромагнитных волн на удвоенной верхнегибридной частоте проводилось в связи с проблемой электронного циклотронного нагрева плазмы в токамаках [1, 2]. Однако в случае мощного лазерного излучения влияние нелинейности может значительно изменять динамику таких взаимодействий в сильном внешнем магнитном поле (см., например, обзор [3]).

Величины таких полей должны иметь значения от нескольких МГц до нескольких десятков МГц. Они могут генерироваться самим излучением [4], а также создаваться внешними источниками. Такое исследование для лазерного излучения в области верхнегибридного резонанса было недавно проведено в работе [5] с использованием численного моделирования по методу частиц в ячейке. Было показано, что лазерная волна при прохождении через резонансную зону трансформируется в электростатическую моду, которая в дальнейшем передает свою энергию электронам плазмы. В данной работе рассматривается случай резонансного параметрического взаимодействия мощного лазерного импульса с плазмой в неоднородном магнитном поле на удвоенной верхнегибридной частоте. При этом возникает целый ряд новых нелинейных процессов, связанных с возбуждением мод Бернштейна. В таком подходе также значительно снижается требуемое значение резонансного магнитного поля.

Туриков Валерий Алексеевич, ст. преподаватель,
к.ф.-м.н.

E-mail: vturikov@yandex.ru

Российский университет дружбы народов
имени Патриса Лумумбы.

Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6.

Статья поступила в редакцию 27.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

© Туриков В. А., 2023

Постановка задачи и результаты численного моделирования

Рассматривался лазерный импульс необыкновенной поляризации с полями $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$, $\mathbf{V} = (0, V_y, 0)$, распространяющийся поперек внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0 = (0, B_0(z), 0)$. Импульс двигался из вакуумной области вдоль оси z и падал на слой плазмы с постоянной плотностью. Предполагалось, что в центре слоя выполняется условие параметрического резонанса $\omega_0 = 2\omega_{uh}$, где ω_0 – частота импульса, $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$ – верхнегибридная частота, ω_p – плазменная частота, ω_c – электронная циклотронная частота в точке резонанса.

В численном моделировании удобно использовать следующие безразмерные величины: $q_p = \omega_p / \omega_0$, $q_c = \omega_c / \omega_0$, $q_{uh} = \omega_{uh} / \omega_0$, $\varepsilon = eE_0 / (m_e \omega_0 c)$, $\beta_T = v_{Te} / c$, v_{Te} – тепловая скорость электронов. Здесь E_0 – амплитуда лазерной волны в вакууме. Зависимость $B_0(z)$ считалась линейной. Безразмерная циклотронная частота в этом случае может быть представлена в виде

$$q_c(Z) = \alpha \times (Z - Z_p) + q_c(Z_p), \quad (1)$$

где $Z = k_0 z$, k_0 – волновое число лазерной волны в вакууме, $\alpha = \Delta q_c / L$ – градиент магнитного поля L – безразмерная ширина слоя, Δq_c – величина перепада циклотронной частоты в слое плазмы, Z_p – координата левой границы плазмы, на которую падает импульс. Огибающая импульса в вакуумной области задавалась плавной функцией вида

$$f(Z) = \exp[2(Z - Z_0) / L_r]^8, \quad (2)$$

где Z_0 – координата центра импульса, L_r – его характерная ширина. В приведенных ниже результатах $L_r = 200$.

Численное моделирование, как и в работе [5], проводилось с помощью электромагнитного релятивистского PIC кода 1D2V [6].

Ионы считались неподвижными, образующими нейтрализующий фон. Параметры плазмы и лазерного излучения выбирались близкими к соответствующим параметрам работы [5]. Численные эксперименты показали, что при значениях $q_c / q_p \approx 1$ при прохождении импульса через резонансную область возникает отраженная электромагнитная волна (рис. 1), аналогично случаю малых амплитуд в работе [2].

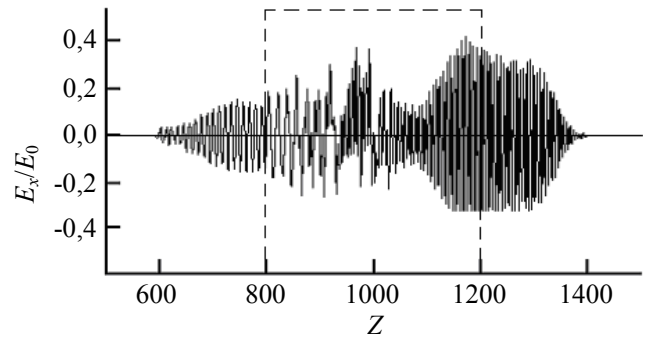


Рис. 1. Образование отраженной волны на верхнегибридной частоте. Пунктирной линией отмечена область, первоначально занимаемая плазмой. Момент времени соответствует значению $\omega_0 t = 600$. $\varepsilon = 0,1$, $q_c = 0,4$, $q_p = 0,3$, $\beta_T = 0,07$, $Z_p = 800$, $Z_0 = 1000$.

Частота отраженной волны близка к верхнегибридной частоте. Эта волна возбуждается при взаимодействии моды Бернштейна с верхнегибридными плазмонами. На это указывает отсутствие отражения в холодной плазме при $\beta_T \rightarrow 0$.

Трансформация лазерного излучения в моду Бернштейна подтверждается спектром продольного поля, представленного на рис. 2. На нем отчетливо видны максимумы на низких частотах, отсутствующие в спектре поперечного поля. Они не могут быть связаны с нижнегибридными колебаниями, так как ионы считались неподвижными. Поэтому их можно идентифицировать с модами Бернштейна.

Было исследовано влияние градиента магнитного поля на передачу энергии лазерного импульса электронам плазмы. Это влияние было весьма существенным лишь при условии $q_c / q_p \approx 1$, что согласуется с результатами работы [2] для малых амплитуд излучения. Отметим, что в [2] рассматривалась за-

висимость от параметра, пропорционального ширине плазменного слоя L . В нашем моделировании (рис. 3) исследовалась зависимость энергии, приобретаемой электронами, от градиента магнитного поля, обратно пропорционального L .

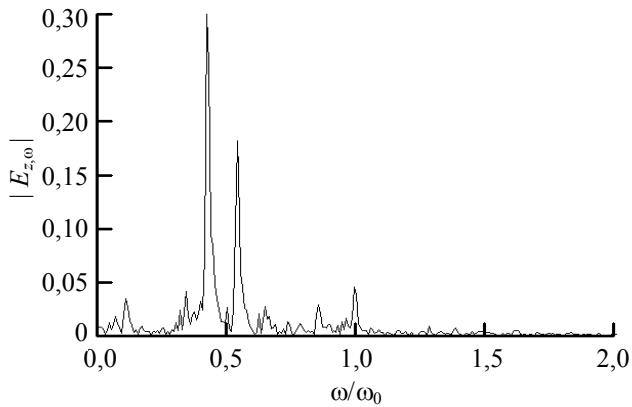


Рис. 2. Спектр продольного поля (произвольные единицы) в точке $Z = 830$.
Остальные параметры те же, что на рис. 1

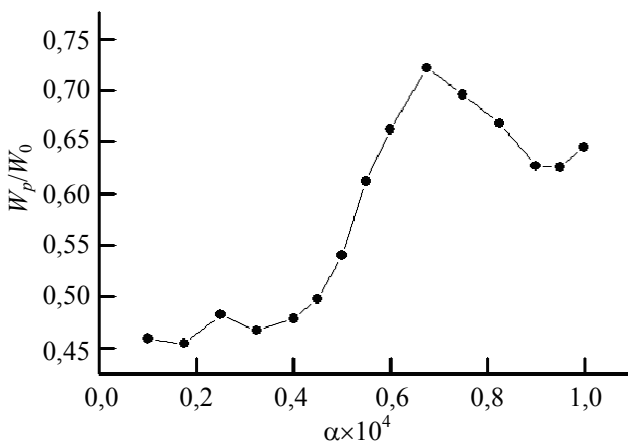


Рис. 3. Зависимость полной кинетической энергии электронов плазмы в единицах начальной энергии импульса W_0 от градиента магнитного поля при тех же параметрах.

Сравнение соответствующих графиков с учетом этой замены показывает их качественное подобие. Однако, как видно из графика на рис. 3, в случае мощного лазерного излучения максимальная средняя энергия электронов может достигать значений порядка 70 % от начальной энергии импульса. Этот максимум достигается в некотором интервале градиентов, в котором параметрический резонанс реализуется наиболее эффективно. Для параметров на рис. 3 этот интервал локализован около

значения $\alpha \times 10^4 \approx 0,7$. Также следует отметить, что набор энергии электронами является значительным лишь при условии $q_c > q_p$ как на рис. 3. Если $q_c < q_p$, то средняя энергия, получаемая электронами, имеет значительно меньшие значения (рис. 4). Численные эксперименты показали, что при $q_c/q_p \gg 1$ с ростом градиента магнитного поля доля передаваемой энергии монотонно убывает.

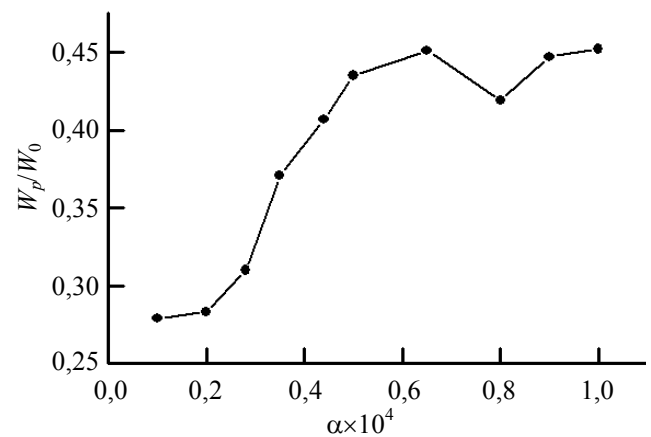


Рис. 4. Зависимость, аналогичная представленной на рис. 3, при $q_c = 0,3$, $q_p = 0,4$. Остальные параметры прежние

Заключение

В данной работе исследован процесс распространения необыкновенной лазерной волны в плазме в неоднородном магнитном поле в условиях параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте. По сравнению с верхнегибридным резонансом [5] в таком взаимодействии имеет место более эффективная передача энергии лазерного импульса электронам плазмы. При этом требуется гораздо меньшее значение резонансного магнитного поля. Для характерных параметров работы [5] оно имеет величину порядка 5 МГс. Такие магнитные поля вполне могут быть реализованы в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с тонкими фольгами (см., например, [7]). Было показано, что в рассмотренном процессе, так же как и в случае однородного магнитного поля, рассмотренного в работах [7, 8], возникает отраженная волна на частоте близкой к верхнегиб-

ридной. Она исчезает при стремлении начальной температуры плазмы к нулю. Это указывает на ее связь с возбуждаемыми электростатическими модами Бернштейна. Была также исследована зависимость энергии, передаваемой электронам плазмы, от градиента магнитного поля. Показано, что при условиях $q_c/q_p \approx 1$, $q_c > q_p$ максимальная средняя энергия электронов может достигать порядка 70 % от начальной энергии лазерного импульса. Причина столь сильной зависимости W_p/W_0 от градиента магнитного поля, видимо, та же, что и в работе [2] для случая малых амплитуд излучения. Это обусловлено тем, что при уменьшении ширины резонансной области до определенного предела происходит более интенсивная трансформация излучения в электростатические моды Бернштейна, под действием которых ускоряются электроны. Но при достижении некоторого максимального значения градиента процесс прекращается из-за невозможности взаимодействия мод колебаний в слишком узком резонансном интер-

вале. Для $q_c/q_p \gg 1$ было показано, что с ростом градиента магнитного поля доля передаваемой энергии монотонно убывает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тимофеев А. В. / Вопросы теории плазмы / Под ред. Кадомцева Б. Б. Вып. 14. – М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 56–226.
2. Звонков А. В. / Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 547–552.
3. Туриков В. А. / Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 6. С. 520–533.
4. Беляев В. С., Крайнов В. П., Лисица В. С., Мамафонов А. П. / УФН. 2008. Т. 178. С. 823–847.
5. Maity S., Goswami L., Vashistha A., Devshree M., Das A. / Phys. Rev. E. 2022. Vol. 105. № 5. P. 055209.
6. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
7. 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. № 5. P. 2244.
8. Туриков В. А., Умнов А. М. / Прикладная физика. 2019. № 6. С. 29.
9. Туриков В. А. / Прикладная физика. 2020. № 5. С. 33.

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

Parametric decay and mode conversion in the interaction of a laser wave with a plasma in an inhomogeneous magnetic field

V. A. Turikov

Peoples' Friendship University of Russia named after Patrice Lumumba
6 Ul. Miklukho-Maklaya, Moscow, 117198, Russia
E-mail: vturikov@yandex.ru

Received 27.09.2023; revised 16.10.2023; accepted 31.10.2023

The process of resonant interaction of a laser wave at a doubled upper-hybrid frequency with a plasma in a nonuniform magnetic field is studied. The magnetic field was assumed to be linearly dependent on the coordinate along the direction of laser pulse propagation with the condition of resonance at the center of the plasma layer. It is shown that in such an interaction the laser wave decays into two upper-hybrid plasmons with the excitation of Bernstein modes. The occurrence of an electromagnetic wave at the upper hybrid frequency of the plasma reflected from the boundary is detected. It is concluded that the reflected wave is excited during the interaction of Bernstein modes with upper-hybrid plasmons, since it disappeared in the case of a cold plasma layer. The dependence of the average electron energy

acquired during the development of the instability on the gradient of the external magnetic field is studied.

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

DOI: 10.51368/2307-4469-2023-11-6-491-495

REFERENCES

1. Timofeev A. V., Reviews of Plasma Physics. Ed. by B. B. Kadomtsev. Vol. 14, Consultants Bureau, New York, 1987.
2. Zvonkov A. V., Fizika plasmy **9**, 547–552 (1983) [in Russian].
3. Turikov V. A., Plasma Physics Reports **49** (4), 535–544 (2022).
4. Belyaev V. S., Krainov V. P., Lisitsa V. S. and Matafonov A. P., Physics – Uspekhi **51**, 793 (2008).
5. Maity S., Goswami L., Vashistha A., Devshree M. and Das A., Phys. Rev. E. **105** (5), 055209 (2022).
6. Birdsall C. K. and Langdon A. B., Plasma Physics, via computer simulation, McGraw-Hill Book, 1985.
7. Tatarakis M., Gopal A., Watts I., Beg F. N., Dangor A. E., Krushelnik K., Wagner U., Norreus P. A., Clark E. L., Zepf M. and Evans R. G., Phys. Plasmas **9** (5), 2244 (2002).
8. Turikov V. A. and Umnov A. M., Plasma Physics Reports **46** (8), 859 (2020).
9. Turikov V. A., Applied Physics, № 5, 33 (2020) [in Russian].