

04;10

О возможности возбуждения азимутальных поверхностных волн в замагниченной плазме кольцевыми ионными пучками

© В.А. Гирка, И.А. Гирка, И.В. Павленко

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Украина
E-mail:girkai@univer.kharkov.ua

Поступило в Редакцию 28 сентября 2011 г.

Показано, что в цилиндрических волноводах с металлическими стенками, которые частично заполнены холодной магнитоактивной неоновой плазмой, возможно возбуждение собственных необыкновенно поляризованных азимутальных поверхностных колебаний ионной компоненты. Исследовано взаимодействие этих колебаний с потоками альфа-частиц, которые вращаются вокруг столба плазмы в небольшом зазоре, отделяющем плазму от стенки волновода. В достаточно сильных внешних магнитных полях условие резонансного взаимодействия этого пучка и волн указанного типа может быть реализовано на частотах, близких к кратным пяти ($m_{\text{Ne}}/m_{\text{He}} \approx 5$) циклотронным частотам ионов неона для трех наименьших значений азимутального номера моды.

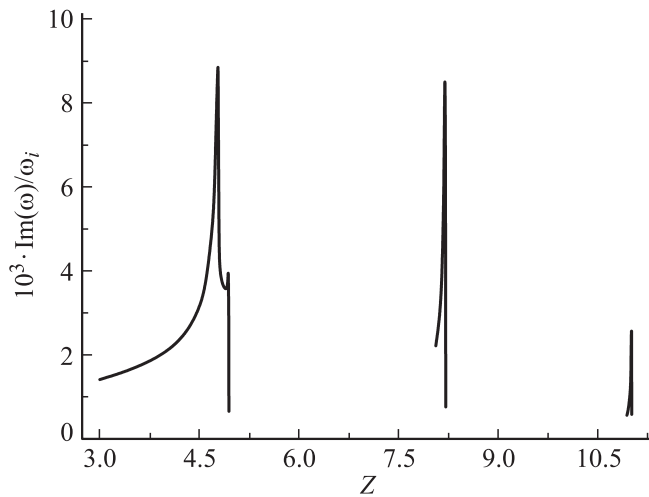
Поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся по азимутальному углу вдоль границы плазмы, активно изучаются [1] в связи с их возможным использованием при создании новых технологий плазменной обработки поверхностей. В частности, асимметричные поверхностные волны используются при создании крупномасштабных микроволновых источников плазмы [2]. Первоначально нами было теоретически исследовано возбуждение волн с нулевым аксиальным волновым числом $k_z = 0$, в достаточно плотной плазме $\Omega_e > |\omega_e|$, с аксиальным магнитным полем в диапазоне электронной циклотронной частоты кольцевым пучком электронов, здесь Ω_e — ленгмюровская и ω_e — электронная циклотронная частоты. Совсем недавно аналогичные исследования были выполнены для такого типа волн, распространяющихся в ВЧ-диапазоне — выше верхнего гибридного резонанса [3].

В работе [4] была показана возможность распространения электромагнитных колебаний ионной компоненты с отрицательными значениями азимутального номера моды в цилиндрических металлических волноводах, частично заполненных холодной замагниченной плазмой $\Omega_e < |\omega_e|$. При этом минимальная частота колебаний составляла несколько ионных циклотронных частот. Поэтому пучковое возбуждение таких волн представлялось ранее возможным только за счет их взаимодействия с частицами пучка, движение которых характеризуется большими значениями циклотронных гармоник, что крайне неэффективно. Однако в отличие от волн на частотах вблизи электронного циклотронного резонанса, ионные колебания плазмы, созданной в результате ионизации атомов какого-то одного химического элемента, можно возбуждать ионным пучком, полученным при ионизации другого химического элемента, или пучком протонов. Если частицы пучка легче ионов основной плазмы, то циклотронная частота ионов пучка может оказаться приблизительно равной собственной частоте основной плазмы, и пучковое возбуждение легким пучком может оказаться гораздо более эффективным, чем возбуждение ионами того же сорта.

Рассматриваем металлический цилиндрический волновод радиусом R_2 , внутри которого коаксиально расположен столб холодной магнитоактивной плазмы радиусом R_1 ; внешнее постоянное магнитное поле предполагаем направленным вдоль оси системы, $B_0 \parallel Z$. Поля необыкновенно поляризованной азимутальной поверхностной волны находим из уравнений Максвелла, считаем, что они зависят от азимутального угла φ и времени t следующим образом: $\sim f(r) \exp(im\varphi - i\omega t)$. В зазор $R_2 > r > R_1$ между плазменным столбом и металлической стенкой волновода инжектируется кольцевой пучок однозарядных ионов, который описываем моделью потока осцилляторов с одинаковым поперечным импульсом $p_{\perp 0}$ и $p_z = 0$. При этом считаем, плазменно-пучковая система является токово- и зарядово-скомпенсированной. Пучок ионов описываем равновесной функцией распределения [5].

Решая уравнения Максвелла в области пучка для поля волны, находим для магнитной составляющей поля уравнение Бесселя, которое является подобным модифицированному уравнению Бесселя для поля волны в плазме [4]. Для получения дисперсионного уравнения используем стандартные граничные условия [4]. Аналитически дисперсионное уравнение может быть решено в предположении выполнения резонансного условия:

$$\omega = \omega_0 + \delta\omega = N\omega_b \gamma^{-1} + \delta\omega, \quad (1)$$



Зависимость инкремента пучковой неустойчивости, нормированного на циклотронную частоту ионов плазмы, от $Z = \Omega_i/\omega_i$.

где N — натуральное число, ω_0 — собственная частота волны в отсутствие пучка, ω_b — циклотронная частота частиц пучка, γ — релятивистский фактор, $\delta\omega$ — поправка к частоте, которая обусловлена пучком, $|\delta\omega| \ll \omega_0$. Выражение для максимального значения инкремента резонансной пучковой неустойчивости пропорционально корню кубическому из плотности пучка, которую здесь полагаем малой, $\alpha \ll 1$, $\alpha = n_b/n_p$ — отношение плотностей пучка и плазмы.

При численном анализе исследовано возбуждение азимутальных поверхностных волн с номерами мод $m = -2, -3, -4$ в неоновой плазме пучком альфа-частиц. На рисунке показана зависимость инкремента пучкового возбуждения моды $m = 3$, номированного на ионную циклотронную частоту, от соотношения (Ω_i/ω_i) . Безразмерная абсцисса была выбрана в виде $Z = (\Omega_i/\omega_i)$, поскольку аналитическое выражение для собственной частоты азимутальных поверхностных волн, полученное в [6], содержит эту комбинацию в качестве основного параметра. Эффективное волновое число $k_{ef} = |m|c/(\Omega_i R_1)$ было выбрано достаточно малым (равным 2.5), что позволяет усилить в дисперсионном уравнении роль слагаемого, отвечающего за пучковую неустойчивость. Как

видно из приведенного графика, решение дисперсионного уравнения удалось найти даже для достаточно малых плотностей пучка: $\alpha = 10^{-6}$. Относительная ширина зазора между плазмой и металлической камерой полагалась равной $\Delta = R_2/R_1 - 1 = 0.1$.

Первый пик на графике возникает в результате взаимодействия волны с первой циклотронной гармоникой гелия. Максимальное значение инкремента $\text{Im}(\omega) \approx 9.1 \cdot 10^{-3} \omega_i$ получено для $Z \approx 4.8$. При этом $\text{Re}(\omega) \approx 4.9 \omega_i$. Скорость альфа-частиц при этом достигает $V_{\perp 0} \approx 0.255c$ и релятивистский фактор равен $\gamma \approx 1.034$, что свидетельствует о весьма слабом релятивизме пучка.

Максимум на втором пике достигается при $Z \approx 8.2$ и составляет $\text{Im}(\omega) \approx 8.6 \cdot 10^{-3} \omega_i$. На то, что это возбуждение связано с взаимодействием волны со второй циклотронной гармоникой частиц пучка, указывает реальная часть частоты, $\text{Re}(\omega) \approx 9.8 \omega_i$. Уменьшение инкремента по сравнению с первым пиком объясняется увеличением Z , что означает уменьшение внешнего магнитного поля и скорости пучка, которая в этом случае составляет $V_{\perp 0} \approx 0.152c$ ($\gamma \approx 1.012$).

Третий приведенный на рисунке пик обусловлен взаимодействием неоновой плазмы с третьей циклотронной гармоникой гелия, на что указывает частота волны, $\text{Re}(\omega) \approx 15.0 \omega_i$. Эта частота вычислена для значений параметров плазменного волновода, соответствующих вершине третьего пика, в котором $Z \approx 8.2$, $V_{\perp 0} \approx 0.114c$ ($\gamma \approx 1.007$).

Увеличение плотности пучка на три порядка, до $\alpha = 10^{-3}$, приводит к увеличению инкремента на порядок.

Инкременты пучкового возбуждения волн с $m = -2$ оказались малыми, прежде всего по причине необходимости выполнить резонансное условие для пучка, движение частиц которого характеризуется большими значениями циклотронных гармоник. Также, при прочих равных условиях, частота волн с $m = -2$ ниже, чем у волн с $m = -3$. Но частота даже волн с $m = -3$ весьма незначительно превышает нижнюю границу диапазона существования волн. Так же, как и в случае возбуждения электронных азимутальных поверхностных волн [3], колебания ионной компоненты с более высокими азимутальными номерами моды, например, с $m = -4$, возбуждаются с более высокими инкрементами.

Оценим возможность экспериментальной реализации исследованного эффекта. В качестве примера рассмотрим возбуждение третьей азимутальной моды АПХ в гелиевой плазме пучком протонов. Пусть радиус лабораторной плазмы равен 0.1 м . Тогда условие $k_{ef} = 4.8$,

использованное в наших расчетах, выполняется для плотности гелиевой плазмы: $n_{\text{He}} \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Потребуем, чтобы плотность пучка протонов была на шесть порядков меньше $n_p \approx 8 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$. Эффективное взаимодействие волны с третьей циклотронной гармоникой реализуется для $Z \approx 4$, что дает значение индукции внешнего магнитного поля $B_0 \approx 20 \text{ Т}$. Потребность в таком большом значении B_0 представляется нам наиболее слабым местом предлагаемого проекта, но методика создания таких сильных магнитных полей хорошо известна [6], да и речь идет о создании столь сильного поля всего лишь в объеме порядка $V \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$. Напомним также, что для возбуждения исследуемых волн не требуется релятивистский пучок: $V_{\perp 0} \approx 0.08c$. Иными словами, речь идет о пучке протонов с энергией $W = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{ Дж}$, который несет ток $I \approx 0.03 \text{ А}$ с плотностью 32 А/м^2 . Требуемые протонные пучки можно получить, например, на линейных протонных ускорителях с фокусировкой электронным пучком [7] или на линейных ускорителях типа LEDA [8]. При этом волна возбуждается с инкрементом $7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ на частоте $\omega \approx 6 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Основной областью использования поверхностных волн на данное время являются устройства для поддержания газовых разрядов, имеющих различное технологическое применение. При этом для поддержки плазменных колонок большого радиуса важными характеристиками разрядов является наличие или отсутствие внешнего магнитного поля и номер азимутальной моды [9,10]. Известно, что иногда преимущественно распространяются именно несимметричные поверхностные моды [11], и наличие внешнего магнитного поля снимает ограничения на рабочую частоту плазменных источников [10]. В данной работе продемонстрирован один из возможных механизмов возбуждения асимметричных поверхностных волн в замагниченной плазме.

Список литературы

- [1] Girka V., Girka I., Girka A., Pavlenko I. // J. Plasma Phys. 2011. V. 77. Part 4. P. 493–519.
- [2] Ferreira C.M., Tatarova E., Henriques J., Dias F.V. // J. Physics D: Appl. Phys. 2009. V. 42. N 19. P. 194016.
- [3] Гирка В.А., Гирка И.А., Павленко И.В. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 484–491. (Girka V.O., Girka I.O., Pavlenko I.V. // Plasma Physics Reports. 2011. V. 37. N 5. P. 447–454.)

- [4] *Гирка И.А., Ковтун П.К.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 12. С. 25–28. (*Girka I.O., Kovtun P.K.* // Technical Physics. 1998. V. 43. N 12. P. 1424–1427.)
- [5] *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высш. школа, 1988. С. 162.
- [6] *Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применения.* Пер. с англ. / Под ред. Ф. Херлаха. М.: Мир, 1988. С. 22, 23. (*Strong and Ultrastrong Magnetic Fields and their Applications* / Ed. F. Herlach. Berlin: Springer, 1985. P. 22,23.)
- [7] *Иванов Б.И., Шулика Н.Г.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения. 2004. № 4(4). С. 133–138.
- [8] *Schneider J.D.* // Proceedings of Seventh European Particle Accelerator Conference. EPAC. Vienna, Austria. 2000.
- [9] *Margot-Chaker J., Moisan M., Chaker M.* et al. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 9. P. 4134–4148.
- [10] *Péres I., Dallaire A., Jones P., Margot J.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. N 9. P. 4211–4218.
- [11] *Durandet A., Arnal Y., Margot-Chaker J., Moisan M.* // J. Physics D: Appl. Phys. 1989. V. 22. N 9. P. 1288–1299.