

Особенности возбуждения и распространения поверхностных волн в плазменном цилиндре в магнитном поле

Д. Л. Греков

*Институт физики плазмы,
Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”,
Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1*

Статья поступила в редакцию 17 января 2002 г.

В работе изучено возбуждение колебаний азимутальным поверхностным током и распространение поверхностных (по отношению к плазме) волн в системе, которая содержит однородный плазменный цилиндр, отделенный от металлической камеры вакуумным промежутком и погруженный во внешнее однородное аксиальное магнитное поле.

Проведено исследование резонансных свойств такой системы в зависимости от размеров установки, частоты возбуждаемых колебаний и плотности плазмы. Показано, что для значительной области параметров резонанс азимутальной поверхностной волны соседствует по частоте с резонансом “поперечно-магнитной” поверхностной волны, которая ранее не учитывалась. Подробно исследована пространственная структура электромагнитных полей волн с частотами, близкими к таким двойным резонансам.

У роботі вивчено збудження коливань азимутальним поверхневим струмом та поширення поверхневих (по відношенню до плазми) хвиль в системі, що складається з однорідного плазмового циліндра, відокремленого від металевої камери вакуумним проширком, та зануреного у зовнішнє однорідне аксіальне магнітне поле.

Проведено дослідження резонансних властивостей такої системи в залежності від розмірів установки, частоти збуджуваних коливань та густини плазми. Показано, що для значної області параметрів резонанс азимутальної поверхневої хвилі розташований за частотою поблизу резонанса “поперечно-магнітної” поверхневої хвилі, яка раніше не враховувалася. Детально досліджено просторову структуру електромагнітних полів хвиль з частотами, близькими до таких подвійних резонансів.

1. Введение

Поверхностные волны на границе плазма – вакуум используются для создания источников плазмы и в приборах плазменной электроники. Они также присутствуют в спектрах возбуждаемых антеннами колебаний при ВЧ нагреве плазмы в магнитных ловушках. В этом случае они распространяются в промежутке между плазмой и вакуумом (так называемые

“коаксиальные моды”) и малополезны с точки зрения нагрева плазмы. Однако они могут быть причиной появления на периферии плазмы ускоренных ионов и приводят к эрозии стенок камеры. Это стимулирует теоретические исследования поверхностных волн. В таких исследованиях широко используется модель однородного плазменного цилиндра, находящегося в аксиальном магнитном поле. Аксиально-симметричные поверхностные волны с

$k_{\parallel} \neq 0$ (k_{\parallel} – волновой вектор вдоль направления удерживающего магнитного поля \vec{B}_0 , параллельного оси Oz) подробно изучались, например, в [1]. В последнее время, начиная с работы [2], большой интерес вызывают аксиально-несимметричные, $m \neq 0$, поверхностные волны (m – азимутальное волновое число). Они получили название азимутальных поверхностных волн (АПВ). У этих волн $k_{\parallel} = 0$, $E_z = 0$. Подобно объемным быстрым магнитозвуковым волнам, АПВ, отличающиеся знаком у m , распространяются по-разному за счет влияния на их дисперсию гиротропии плазмы. В частности, они имеют разные собственные частоты. Поэтому АПВ могут быть использованы в качестве возбуждаемой моды в гиротронах с коаксиальной плазменной вставкой [3], преобразующих энергию кольцевого пучка заряженных частиц в энергию излучаемых волн.

Дисперсионные свойства АПВ исследовались также в [4] для плазмы с параметрами, близкими к параметрам плазмы в современных токамаках (плотность плазмы $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \div 10^{14}$ см⁻³, $B_0 = 50$ кГс). Отмечено, что для разреженной плазмы возможно существование АПВ с частотой порядка циклотронной частоты ионов.

Как при $m = 0$, так и при $k_{\parallel} = 0$ из уравнений Максвелла можно получить два не связанных между собой уравнения второго порядка. Одно из них – для компонента B_z . Описываемую этим уравнением волну, по аналогии с объемными волнами цилиндрических волноводов, будем называть поперечно-электрической (TE) поверхностной волной (ТЕПВ). Другое уравнение – для компонента E_z . Описываемую им волну будем называть поперечно-магнитной (TM) поверхностной волной (ТМПВ). Такая волна на границе плазма-металл не существует. В системах с вакуумным промежутком она, как правило, не рассматривалась. Но реальные плазменные установки имеют конечные размеры вдоль магнитного поля, поэтому могут существовать колебания с $k_{\parallel} \neq 0$.

Настоящая работа посвящена исследованию возбуждения и распространения поверхностных (по отношению к плазме) волн в системе,

содержащей плазменный цилиндр радиуса $r = a$, вакуумный промежуток $a < r < b$ и металлическую камеру радиуса $r = b$. Эта система находится в аксиальном магнитном поле $\vec{B}_0 \parallel Oz$. Поскольку мы рассматриваем волны с $N_{\parallel}^2 < 1$ ($N_{\parallel} = k_{\parallel}c/\omega$), распространяющиеся в вакуумном промежутке, их также можно назвать коаксиальными модами. В отличие от постановки задачи в [2, 4], где исследовались только собственные колебания, мы рассмотрим волны, которые возбуждаются азимутальным поверхностным током $\vec{j} = \vec{e}_{\phi} j_0 \exp[i(m\phi + k_{\parallel}z - \omega t)]$, расположенным на радиусе $r = d$ ($a < d < b$). Мы учитываем влияние поверхностного заряда на антенне, который связан с током уравнением $\partial\rho/\partial t + \text{div } \vec{j} = 0$.

2. Основные уравнения

Предположив для ВЧ полей зависимости $\vec{B}(\vec{r}, t)$, $\vec{E}(\vec{r}, t) \sim \vec{B}(r)$, $\vec{E}(r) \exp[i(m\phi + k_{\parallel}z - \omega t)]$, получим из уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} & (\epsilon_1 - N_{\parallel}^2) \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \right] B_z + \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \left[(\epsilon_1 - N_{\parallel}^2)^2 - \epsilon_2^2 \right] B_z - \\ & - iN_{\parallel} \epsilon_2 \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \right] E_z = 0, \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} & iN_{\parallel} \epsilon_2 \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \right] B_z + \\ & + \left[\epsilon_1 (\epsilon_1 - N_{\parallel}^2) - \epsilon_2^2 \right] \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \right] E_z + \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_3 \left[(\epsilon_1 - N_{\parallel}^2)^2 - \epsilon_2^2 \right] E_z = 0, \end{aligned}$$

где

$$\epsilon_1 = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{(\omega + i\nu)^2 - \omega_{c\alpha}^2} \frac{\omega + i\nu}{\omega},$$

$$\epsilon_2 = - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{c\alpha}}{\omega} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{(\omega + i\nu)^2 - \omega_{c\alpha}^2},$$

$$\epsilon_3 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu)},$$

$\omega_{p\alpha}$ – плазменная частота, $\omega_{c\alpha}$ – циклотронная частота частиц сорта α ($\alpha = i, e$ соответственно для ионов и электронов). Поглощение волн учитывается включением эффективной частоты столкновений $\nu \ll \omega$ в элементы тензора диэлектрической проницаемости. Рассматривается диапазон частот $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce}$.

Для плазменного цилиндра решения системы (1) будем искать в виде $B_z(r) = BI_m(k_{\perp}r)$, $E_z(r) = EI_m(k_{\perp}r)$ (B, E – константы, $I_m(x)$ – модифицированная функция Бесселя). Тогда для $N_{\perp} = k_{\perp}c/\omega$ получим:

$$N_{\perp 1,2}^2 = \frac{1}{2\epsilon_1} \left[\epsilon_2^2 - (\epsilon_1 + \epsilon_3)(\epsilon_1 - N_{\parallel}^2) \pm \left[\left[\epsilon_2^2 - (\epsilon_1 + \epsilon_3)(\epsilon_1 - N_{\parallel}^2) \right]^2 - 4\epsilon_1\epsilon_3 \left[(\epsilon_1 - N_{\parallel}^2)^2 - \epsilon_2^2 \right] \right]^{1/2} \right]. \quad (2)$$

Знак плюс соответствует ТЕПВ ($N_{\perp 1}$), знак минус – ТМПВ ($N_{\perp 2}$). Применительно к вакууму система (1) описывает две не связанные между собой моды: TE_m -волну с компонентой $E_z = 0$ и TM_m -волну с компонентой $B_z = 0$. В области между токовым слоем и плазмой решения имеют вид:

$$B_z(r) = AV(k_v r, k_v b) - \frac{\pi}{2} j_0 V(k_v r, k_v d) k_v d, \quad (3)$$

$$E_z(r) = CW(k_v r, k_v b) + \frac{i\pi}{2} j_0 W(k_v r, k_v d) m N_{\parallel},$$

где

$$W(k_v r, k_v b) = Y_m(k_v b) J_m(k_v r) - Y_m(k_v r) J_m(k_v b),$$

$$V(k_v r, k_v b) = Y_m'(k_v b) J_m(k_v r) - Y_m'(k_v r) J_m(k_v b),$$

$Y_m(x)$, $J_m(x)$ – функции Бесселя. Приравнивая тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей волн на границе плазма – вакуум, получим систему четырех линейных уравнений для определения A, C, B и E . Правая часть этой системы пропорциональна j_0 . Из условия равенства нулю реальной части детерминанта системы находим, в общем случае численно, частоты собственных колебаний, т. е. резонансные кривые поверхностных волн.

3. Резонансы поверхностных волн

Резонансные кривые будем рассматривать на плоскости $\Omega - N_A^2$ (здесь $\Omega = \omega/\omega_{ci}$, $N_A = c/v_A$, v_A – альфвеновская скорость). К числу параметров, которые характеризуют установку и остаются фиксированными при расчете резонансной кривой, отнесем a, b, d, B_0 и k_{\parallel} . Они включены в расчеты в виде $b_0 = b\omega_{ci}/c$, $a/b, d/b$ и $N_{\parallel 0} = k_{\parallel}c/\omega_{ci}$. Таким образом, изменение N_A^2 соответствует изменению плотности плазмы. Величина Ω , имеющая максимальное значение $\Omega_{\max} \approx m_i/m_e$, определяется частотой рассматриваемых колебаний (частотой генератора) и также может варьироваться. Параметры b_0 и $N_{\parallel 0}$ отражают конструктивные особенности установки и антенны.

Предварительно отметим, что при $k_{\parallel} \neq 0$ на плоскости $\Omega - N_A^2$ появляется область, где распространение поверхностных волн с $\text{Im}(N_{\perp}^2) = 0$ невозможно (рис. 1, область $D < 0$, D – подкоренное выражение в уравнении (2)). Резонансные свойства поверхностных волн в основном хорошо описываются уравнениями:

$$\frac{V'(k_v b, k_v a)}{V(k_v b, k_v a)} + \frac{1}{N_{\perp 1}} \frac{I_m'(k_{\perp 1} a)}{I_m(k_{\perp 1} a)} + \frac{m}{k_{\perp 1} a} \frac{1}{N_{\perp 1}} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 - N_{\parallel}^2} = 0, \quad (4a)$$

$$\frac{W'(k_v a, k_v b)}{W(k_v a, k_v b)} - N_{\perp 2} \frac{I_m'(k_{\perp 2} a)}{I_m(k_{\perp 2} a)} = 0. \quad (4б)$$

Эти уравнения получаются из (1) в пренебрежении взаимодействием ТЕПВ и ТМПВ. Однако в дисперсионном уравнении для ТМПВ величина $N_{\perp 2}$ должна быть взята из (2).

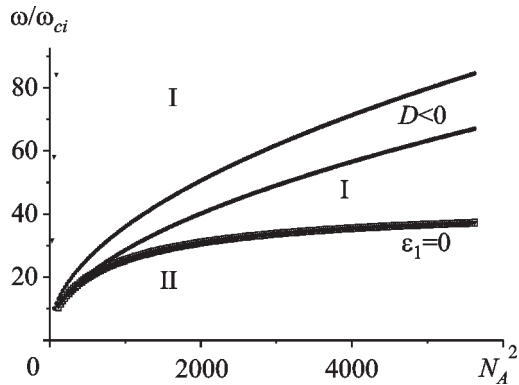


Рис. 1. Плоскость $\Omega - N_A^2$. В областях I возможны резонансы как поперечно-электрических, так и поперечно-магнитных поверхностных волн, а в области II – только поперечно-магнитных. Область $D < 0$ при $k_{\parallel} = 0$ отсутствует

Анализ дисперсионных уравнений и проведенные численные расчеты позволяют сделать вывод о том, что параметр b_0 является решающим при определении резонансных свойств установки и видов возбуждаемых в ней колебаний.

При малых b_0 , $b_0 < b_l = 3 \cdot 10^{-4}$, с учетом условий $k_{\nu} a|_{\max} < k_{\nu} b|_{\max} \leq \Omega_{\max} b_0 < 1$, первый член в уравнении (4а) имеет вид:

$$\frac{V'(k_{\nu} b, k_{\nu} a)}{V(k_{\nu} b, k_{\nu} a)} \approx -\frac{|m|}{k_{\nu} b} \frac{1 - (a/b)^{2m}}{1 + (a/b)^{2m}} = -\frac{|m|}{k_{\nu} b} \chi,$$

($0 < \chi < 1$ и $k_{\perp 1} a < N_A^2 b_0 < 1$). Это позволяет преобразовать (4а) следующим образом:

$$\chi N_{\perp}^2 = 1 - \text{sign } m \cdot \left| \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 - N_{\parallel}^2} \right|. \text{ Левая часть этого равенства больше нуля. Поскольку для поперечных волн}$$

$\left| \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 - N_{\parallel}^2} \right| > 1$, при $b_0 < b_l$ может возбуждаться только ТЕПВ с $m < 0$.

При увеличении b_0 , $b_l < b_0 < b_u$, $b_u = 3 \cdot 10^{-2}$, могут возбуждаться волны как с $m < 0$, так и с $m > 0$. Назовем их ТЕПВ первого типа. Для таких значений b_0 и реальных размеров вакуумного промежутка, $0.8 < a/b < 1$, выполняется неравенство $k_{\nu} (b - a) \ll 1$, что позволяет представить первый член уравнения (4а) следующим образом:

$$\frac{V'(k_{\nu} b, k_{\nu} a)}{V(k_{\nu} b, k_{\nu} a)} \approx -k_{\nu} b \frac{b - a}{b} \left(\frac{m^2}{k_{\nu}^2 b^2} - 1 \right).$$

Видно, что он меняет знак при $k_{\nu} b \approx \Omega b_0 \approx |m|$. Рассмотрим далее предельные случаи низкой, $N_A^2 \ll m_i/m_e$, и высокой, $N_A^2 \gg m_i/m_e$, плотности плазмы.

В случае низкой плотности поверхностные волны существуют при $\Omega < N_A^2 / (1 - N_{\parallel}^2)$, что непосредственно следует из условия $N_{\perp 1}^2 > 0$. При этом вблизи границы области $|\epsilon_2| \approx \epsilon_1 - N_{\parallel}^2 \sim 1$ и $N_{\perp} < 1$. Для мод с $m > 0$ второй и третий члены уравнения (4а) практически компенсируют друг друга и волна возбуждается при $k_{\nu} b \sim \Omega b_0 \approx m$. Для мод с $m < 0$ второй и третий члены уравнения (4а) суммируются. Для их взаимной компенсации должно выполняться условие $k_{\nu} b \sim \Omega b_0 < |m|$. Поэтому моды с $m < 0$ имеют меньшую собственную частоту, чем моды с $m > 0$. Отметим также, что для них разность $|m| - k_{\nu} b$ обратно пропорциональна ширине вакуумного промежутка (рис. 2).

В случае высокой плотности плазмы, $N_A^2 \gg m_i/m_e$, с учетом условия $\Omega m_e/m_i < 1$ получаем $N_{\perp} \sim N_A / (\Omega \sqrt{m_e/m_i}) \gg 1$ и уравнение (4а) преобразуется к виду:

$$-k_{\nu} b \frac{b - a}{b} \left(\frac{m^2}{k_{\nu}^2 b^2} - 1 \right) \approx \frac{1}{N_{\perp}} \left(1 \mp \frac{1}{\sqrt{m_e/m_i} N_A} \right).$$

Корни Ω_m этого уравнения близки к значениям $\Omega_m b_0 = |m|$ и слабо зависят от плотности плазмы (см. рис. 2).

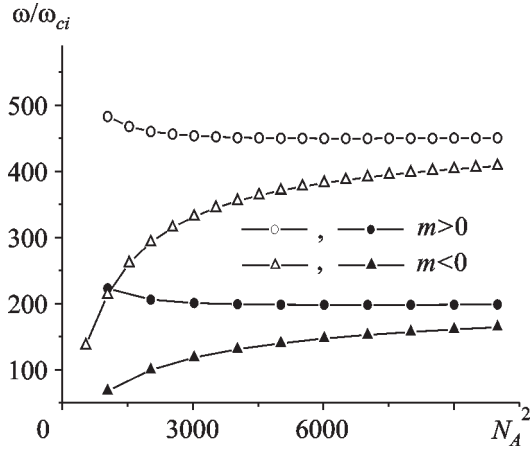


Рис. 2. Резонансные кривые поперечно-электрических колебаний первого типа. Незаполненные символы соответствуют значениям $(b-a)/b = 0.8, |m| = 2$, заполненные – $(b-a)/b = 0.9, |m| = 1$

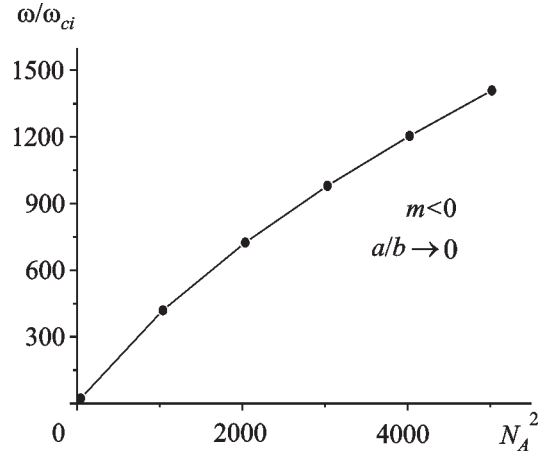


Рис. 3. “Предельная” резонансная кривая поперечно-электрических поверхностных волн первого типа

Итак, собственная частота ТЕПВ первого типа растет с ростом $|m|$ и с увеличением вакуумного промежутка. При значениях $b_0 < b_u$ ТМПВ не возбуждается. Для этой области значений b_0 отметим замечательный факт. При $a/b \rightarrow 0$ решение для $m > 0$ стремится к корню уравнения $J'_m(k_v b) = 0$, т. е. переходит в моду TE_m вакуумного цилиндрического волновода. Но мода с $m < 0$ имеет дисперсию

$$\Omega = N_A^2 (2 + N_A^2 m_e / m_i)^{-1}. \quad (5)$$

Это значит, что имеется “предельная” дисперсионная кривая для любых b_0 из этой области параметров и любых $|m|$ (рис. 3).

При дальнейшем увеличении $b_0, b_0 > 10^{-2}$, появляются ТЕПВ второго типа. В отличие от колебаний первого типа, их собственная частота убывает с ростом вакуумного промежутка $(b-a)/b$, а резонансные характеристики слабо зависят от знака (и величины) m . Для этой волны практически во всей области параметров $k_{\perp} b \gg 1$, и третий член уравнения (4а), отражающий влияние гиротропии, дает очень малый вклад при определении резонансных кривых. Одновременно появляется ТМПВ. При $b_0 > 5 \cdot 10^{-2}$ ТЕПВ первого типа

не могут быть возбуждены в плазменной системе (рис. 4). Отметим, что с ростом плотности плазмы собственные частоты ТМПВ и ТЕПВ второго типа сближаются (см. рис. 4). Этот факт можно понять, анализируя уравнения (4). С ростом N_A^2 увеличивается N_{\perp}^2 как ТЕПВ, так и ТМПВ. Поэтому нули уравнения (4а) определяются нулями числителя первого слагаемого, а нули уравнения (4б) оп-

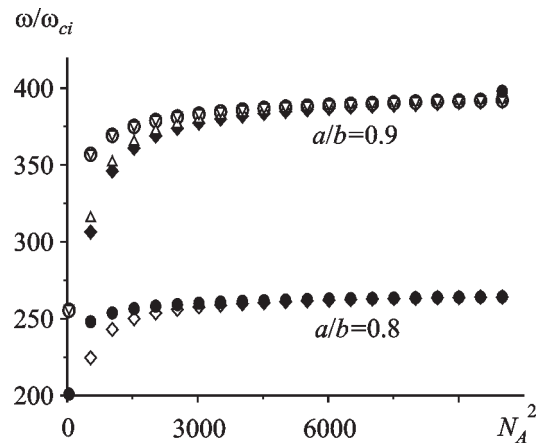


Рис. 4. Резонансные кривые поперечно-магнитных волн (\bullet, \circ, ∇) и поперечно-электрических волн второго типа ($\blacklozenge, \Delta, \diamond$). Для кривых (∇, Δ) $m = -1$, для остальных кривых $m = +2$

ределяются нулями знаменателя первого слагаемого этого уравнения. Корни функций в числителе (4а) и знаменателе (4б) очень близки.

Поэтому интересно исследовать возбуждение поверхностных волн в диапазоне такого “коллективного” резонанса. На рис. 5 представлены частотные зависимости E_z и B_z на границе плазмы. При малых ν/ω ($\nu/\omega=0.009$) отчетливо видны два пика, соответствующие собственным частотам ТЕПВ и ТМПВ. С ростом ν/ω высота пиков уменьшается и они расширяются. Подчеркнем, что рассматриваемые поверхностные волны являются собственными колебаниями системы. Поэтому при рассмотрении каждого резонанса отдельно (для случаев ТЕПВ или ТМПВ) полная величина поглощаемой плазмой мощности не зависит от величины и вида затухания (столкновительное, кинетическое затухание, либо поглощение при

наличии в приграничном слое локального резонанса). Относительная величина E_z/B_z быстро растет с ростом $N_{||}$. При увеличении ν/ω до 0.1 образуется один обобщенный резонанс (рис. 5, б).

Интересная информация может быть получена из анализа зависимостей суммарной мощности электромагнитного поля в вакуумном промежутке от ν/ω и $N_{||}$. С увеличением ν/ω пик на частоте резонанса ТЕПВ уширяется, оставаясь неизменным по высоте (см. рис. 6, а). Пик на частоте резонанса ТМПВ растет и уширяется, практически подавляя резонанс на частоте ТЕПВ. Этот эффект обусловлен взаимодействием резонансов ТЕПВ и ТМПВ. Он отсутствует при рассмотрении этих колебаний по отдельности. Увеличение $N_{||}$ вызывает

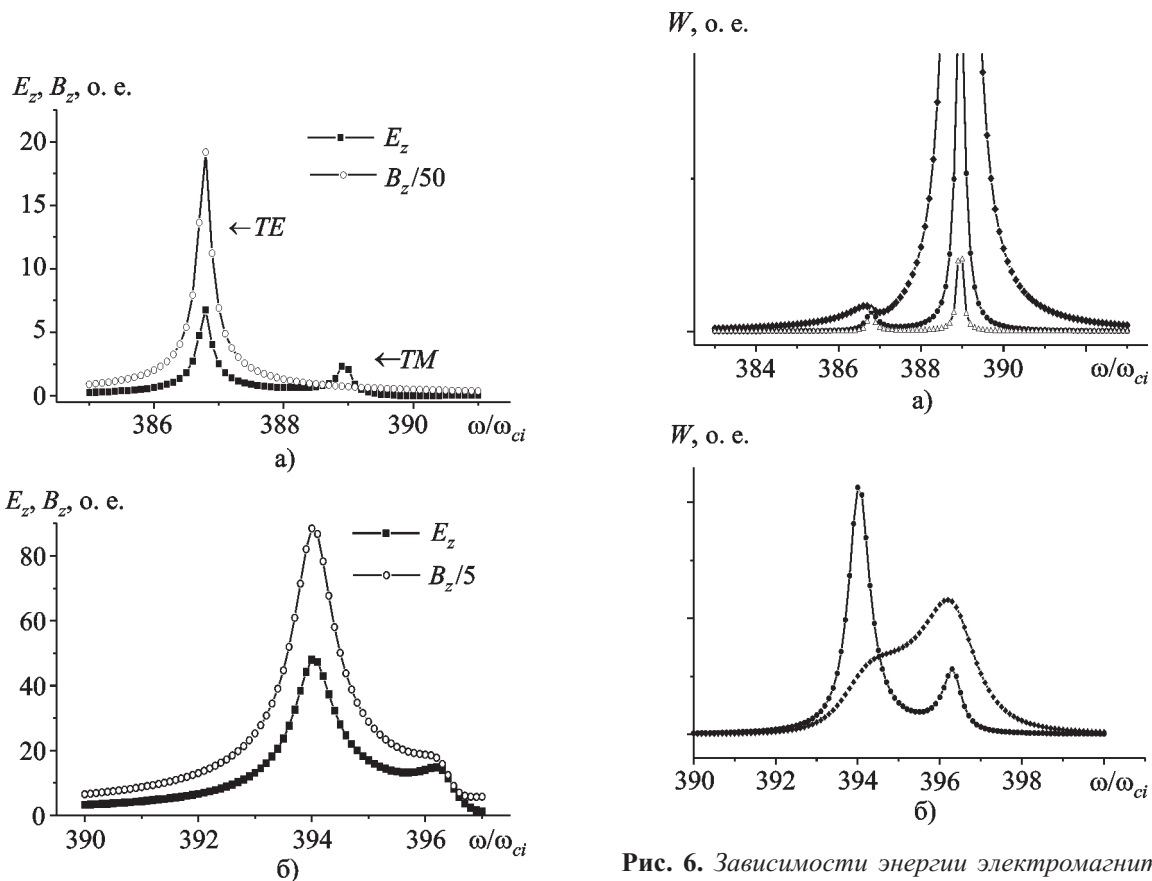


Рис. 5. Зависимости электрического и магнитного полей колебаний вблизи частот резонансов:

а) $\nu/\omega = 0.009$, $N_{||} = 0.01$; б) $\nu/\omega = 0.1$, $N_{||} = 0.2$

Рис. 6. Зависимости энергии электромагнитного поля W в вакуумном промежутке от частоты вблизи резонансов:

а) $N_{||} = 0.01$, $\nu/\omega = 0.036$ (\blacklozenge), $\nu/\omega = 0.018$ (\bullet), $\nu/\omega = 0.009$ (Δ); б) $N_{||} = 0.3$, $\nu/\omega = 0.1$ (\blacklozenge), $\nu/\omega = 0.036$ (\bullet)

увеличение энергии электромагнитных полей на частоте резонанса ТЕПВ по сравнению с резонансом на частоте ТМПВ. Дальнейшее увеличение v/ω приводит к образованию обобщенного резонанса (рис. 6, б).

4. Плазменный цилиндр эллиптического сечения

Найдем частоту собственных колебаний ТЕПВ в том случае, когда плазменный цилиндр имеет форму эллипса. Интерес к такой постановке задачи определяется тем, что во многих токамаках плазма имеет эллиптическую конфигурацию. В предположении $E_z = 0$ дисперсионное уравнение ТЕПВ-колебаний получим из уравнений Максвелла в эллиптической системе координат. В результате поле B_z в плазме и вакууме выражается через функции Маттье. Поправка к собственной частоте ТЕПВ, обусловленная эллиптичностью, получается довольно громоздкой. Но она значительно упрощается для случая узкого вакуумного промежутка $\frac{b-a}{b} \ll 1$:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left\{ 1 - 2 \frac{b-a}{b} k_{\perp}^2 a^2 \left[k_{\perp}^2 a^2 + m^2 \left(1 + \frac{\epsilon_2^2}{(\epsilon_1 - N_{\parallel}^2)^2} \right) \right]^{-1} \right\} \frac{\epsilon^2}{4}, \quad (8)$$

где ϵ – эксцентриситет эллипса.

5. Заключение

Проведено исследование возбуждения и распространения поверхностных (по отношению к плазме) волн в системе, состоящей из однородного плазменного цилиндра, вакуумного промежутка и металлической камеры, во внешнем однородном аксиальном магнитном поле. Рассмотрено возбуждение колебаний азимутальным поверхностным током с учетом влияния поверхностного заряда. Такая постановка задачи отличается от рассмотренных ранее двумя принципиальными моментами: не предполагается равенство нулю параллельно-

го показателя преломления; пространственная структура колебаний описывается системой двух связанных (а не независимых, как ранее) дифференциальных уравнений второго порядка. Проведенные расчеты показывают, что различие в резонансных характеристиках АПВ с $k_{\parallel} = 0$, полученных в работе [2], где есть зависимость от знака m , и в работе [4], где такой зависимости нет, обусловлено тем, что рассматривались ТЕПВ разных типов.

Выполнено систематическое исследование резонансных свойств системы в зависимости от размеров установки, частоты возбуждаемых колебаний, плотности плазмы. Показано, что для значительной области параметров резонанс азимутальной поверхностной волны соседствует по частоте с резонансом “поперечно-магнитной” поверхностной волны, которая ранее не учитывалась. Как показано в [5], хотя такое “соседство” незначительно влияет на положение резонансных кривых, оно приводит к связи резонансов и перекачке энергии из одной волны в другую. Подробно исследована пространственная структура электромагнитных полей при возбуждении волн с частотой, близкой к частотам таких двойных резонансов. При этом исследовано влияние величины столкновительного затухания и величины параллельного показателя преломления на пространственную структуру электромагнитных полей.

Рассмотрено возбуждение азимутальных поверхностных волн в том случае, когда поперечное сечение системы имеет форму эллипса. Получены поправки к дисперсионному уравнению собственных колебаний системы, обусловленные эллиптичностью.

Автор благодарен К. Н. Степанову и Н. А. Азаренкову за полезное обсуждение работы.

Литература

1. А. Н. Кондратенко. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. Москва, Энергоатомиздат, 1985, 208 с.
2. В. А. Гирка, И. А. Гирка, А. Н. Кондратенко, В. И. Ткаченко. Радиофизика и электроника. 1988, 3, №5, с. 1031-1035.

3. В. А. Гирка, И. А. Гирка, В. П. Олефир, В. И. Ткаченко. Письма в ЖТФ. 1991, **17**, вып.1, с. 87-91.
4. И. А. Гирка, П. К. Ковтун. ЖТФ. 1998, **68**, №12, с. 25-28.
5. Д. Л. Греков, В. И. Лапшин. Вопросы атомной науки и техники, сер. "Физика плазмы" (5). 2000, №3, с. 42-44.

Features of Surface Electromagnetic Waves in Magnetized Plasma Cylinder

D. L. Grekov

In this paper, we study the excitation of oscillations by the azimuthal surface current and the propagation of the surface (with respect to the plasma) waves in the system containing the ho-

mogeneous plasma cylinder separated from the metallic wall by a vacuum gap and embedded in an external uniform axial magnetic field. The system resonance properties are studied as functions of the device dimensions, the frequency of the oscillations excited, and the plasma density. It is shown that over a substantial range of parameters, the resonance of the azimuthal surface wave is close by frequency to the resonance of the "transverse-magnetic" surface wave, which has been ignored before. The spatial structure of the electromagnetic field of the waves with the frequency close to such double resonances is investigated in detail.