

УДК 533.951

О ВЛИЯНИИ ДВИЖЕНИЯ СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ НА ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Д. Д. Бареев, В. Г. Гавриленко, В. Д. Пикулин*

Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Рассмотрена задача об излучении антенны бегущей волны в движущейся с постоянной скоростью вдоль сильного магнитного поля тёплой электронной плазме. Для описания электромагнитных свойств плазмы использован тензор диэлектрической проницаемости диагонального вида, рассчитанный для замагниченной плазмы с максвелловским распределением электронов по скоростям при учёте соударений электронов с нейтральными молекулами. Численно решено дисперсионное уравнение и получены выражения для амплитуд полей в волновой зоне. Рассчитано сопротивление излучения антенны. Показано, что при приближении фазовой скорости бегущей волны тока в антенне к средней скорости движения плазмы поле излучения экспоненциально быстро падает при удалении от источника в результате эффективной передачи энергии волн электронам плазмы за счёт бесстолкновительного взаимодействия.

ВВЕДЕНИЕ

Известно (см., например, работы [1–8]), что движение плазмы может оказывать сильное влияние на характеристики излучения источников электромагнитных волн. В статье [8] показано, что корректное описание особенностей излучения точечного монохроматического дипольного источника в движущейся вдоль очень сильного внешнего магнитного поля плазме (когда ларморовский радиус электронов стремится к нулю и гирочастота электронов значительно превосходит частоту волны и плазменную частоту) возможно лишь при кинетическом учёте теплового движения электронов. При этом было выяснено, что тепловое движение электронов плазмы оказывает наиболее сильное влияние на характеристики квазисинхронных излучаемых волн, фазовые скорости которых вдоль внешнего магнитного поля близки к скорости движения плазмы. Эти волны возбуждаются соответствующими квазисинхронными пространственно-временными гармониками тока в излучающей антенне. Для выделения в поле излучения волн с заданной фазовой скоростью целесообразно использовать антенну бегущей волны, пространственный спектр тока в которой может иметь узкий максимум, соответствующий нужной фазовой скорости. В настоящее время такие антенны получили достаточно широкое распространение, например в космической радиосвязи. В работе [9] исследовалось излучение бесконечно длинной антенны бегущей волны в неподвижной магнитоактивной плазме. Тем не менее теория антенн бегущей волны в магнитоактивной плазме не получила достаточного освещения в научной литературе.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе рассмотрена задача об излучении неподвижной длинной тонкой антенны бегущей волны, ориентированной вдоль оси z , вдоль которой направлены также постоянная средняя скорость \mathbf{V}_0 однородной электронно-ионизированной плазмы и вектор индукции внешнего магнитного поля. Следуя работе [8], предположим, что невозмущённая функция распределения электронов по скоростям является максвелловской в сопровождающей плазму системе отсчёта,

* vgg@rf.unn.ru

а внешнее магнитное поле настолько велико, что плазму можно считать одноосным кристаллом. В этом случае тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ в лабораторной системе (x, y, z) имеет диагональный вид [10–12] с компонентами

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1, \quad \varepsilon_{zz}(\omega, k_z) = 1 + \frac{\omega_p^2}{k_z^2 v_T^2} \frac{\left[1 + \frac{i}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\tilde{\omega} + i\nu}{k_z v_T} W\left(\frac{\tilde{\omega} + i\nu}{\sqrt{2} k_z v_T}\right) \right]}{\left[1 - \frac{i}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\nu}{k_z v_T} W\left(\frac{\tilde{\omega} + i\nu}{\sqrt{2} k_z v_T}\right) \right]}, \quad (1)$$

где k_z — продольная составляющая волнового вектора \mathbf{k} , ω_p — плазменная частота электронов, v_T — их тепловая скорость, $\tilde{\omega} = \omega - k_z V_0$, ω — круговая частота излучения, ν — частота столкновений электронов с нейтральными молекулами, $W(s) = \exp(-s^2)[1 + (2i/\sqrt{\pi}) \int_0^s \exp(\tau^2) d\tau]$ — функция Крампса. Плотность электрического тока в антенне бегущей волны зададим в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{z}_0 I_0 \delta(\rho) \left[U\left(z + \frac{l}{2}\right) - U\left(z - \frac{l}{2}\right) \right] \exp(ihz - i\omega t), \quad (2)$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$, $U(z)$ — единичная функция Хевисайда, $\delta(\rho)$ — дельта-функция, I_0 — полный ток в антенне, l — длина антенны, h — постоянная распространения тока вдоль антенны, t — время, \mathbf{z}_0 — орт оси z . Интересуясь установившимся решением на частоте ω , будем считать её действительной величиной.

2. ДИСПЕРСИОННЫЕ КРИВЫЕ И АМПЛИТУДЫ ПОЛЕЙ В ВОЛНОВОЙ ЗОНЕ

Используя метод, предложенный в работе [8], можно рассчитать характеристики поля излучения в волновой зоне антенны. Как показано в работе [8], электрическое поле излучения на большом расстоянии $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ от антенны при наблюдении под углом θ к оси z может представлять собой суперпозицию квазиплоских волн с комплексными волновыми векторами, компоненты которых определяются путём численного решения уравнений

$$k_\rho^2 = \varepsilon_{zz}(\omega, k_z) (\omega^2/c^2 - k_z^2), \quad (3)$$

$$\operatorname{ctg} \theta = -\partial k_\rho / \partial k_z \quad (4)$$

с учётом (1), где $k_\rho^2 = k_x^2 + k_y^2$.

В гипотетическом случае холодной бесстолкновительной плазмы действительные значения k_z и k_ρ могут быть найдены графически при помощи рис. 1 и 2, построенных в этом случае на основе (1) и (3). Для примера предположим, что $\omega_p/\omega = 2/3$ и $V_0/c = 0,1$, где c — скорость света в вакууме. указанные значения были выбраны для большей наглядности результатов расчётов.

Ветви дисперсионных кривых на рис. 1 выбраны из условия $\partial k_\rho / \partial \omega > 0$, соответствующего тому, что групповые скорости волн направлены от источника под углом θ . Алгоритм графического решения состоит в том, что сначала на рис. 2 проводится горизонтальная линия, соответствующая выбранному значению θ . Абсциссы точек её пересечения с кривыми дают значения \tilde{k}_z , по которым затем с помощью рис. 1 находятся величины \tilde{k}_ρ . Результаты численного решения системы (1), (3) и (4) при $v_T/c = 2 \cdot 10^{-3}$ и $\nu/\omega = 10^{-4}$ показаны на рис. 3 и 4, где в логарифмическом масштабе построены зависимости мнимых частей проекций волнового вектора от угла θ для наиболее интересных волн 2 и 3. При этом нужно иметь в виду, что при $\theta \approx 1,7^\circ$ мнимая часть \tilde{k}_ρ для волны 3 меняет знак. В отличие от работы [8] учёт соударений приводит к тому, что мнимые части отличаются от нуля в более широком интервале углов наблюдения (при дальнейшем увеличении

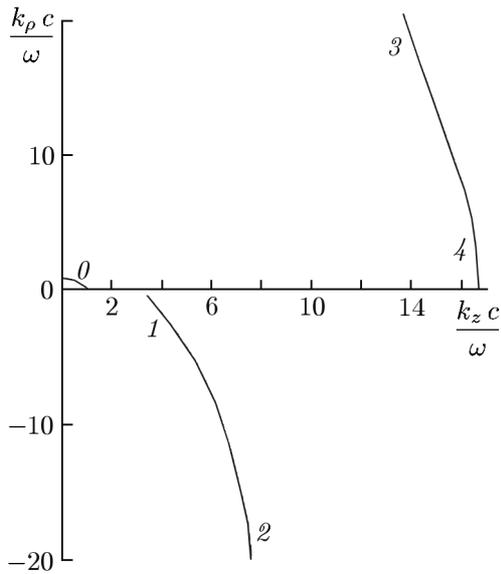


Рис. 1. Зависимость $k_\rho c/\omega$ от $k_z c/\omega$ в приближении холодной плазмы

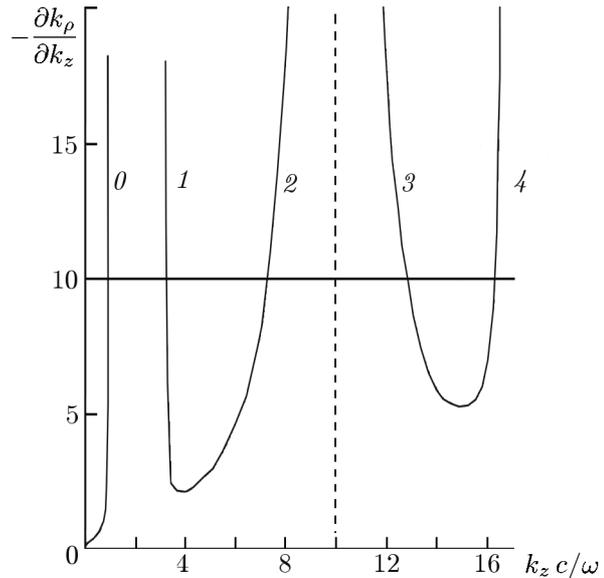


Рис. 2. Зависимость $-\partial k_\rho/\partial k_z$ от $k_z c/\omega$ в приближении холодной плазмы

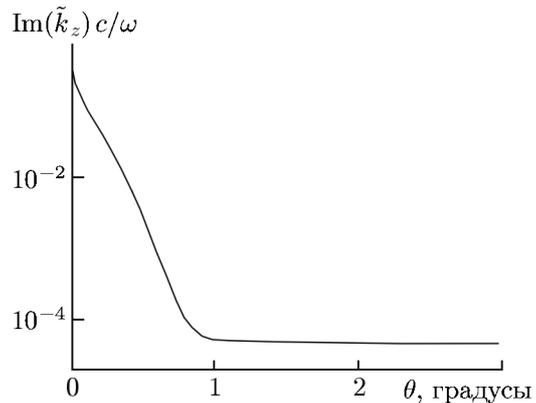
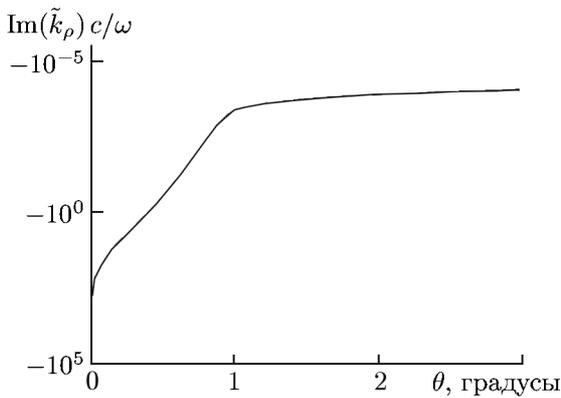


Рис. 3. Зависимости мнимых частей величин \tilde{k}_ρ и \tilde{k}_z от угла наблюдения θ для волны 2

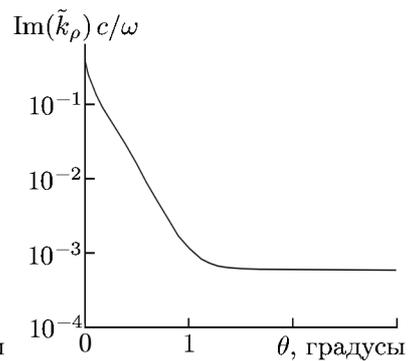
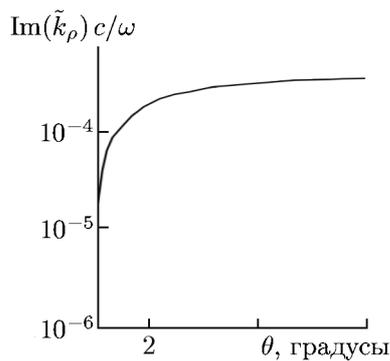
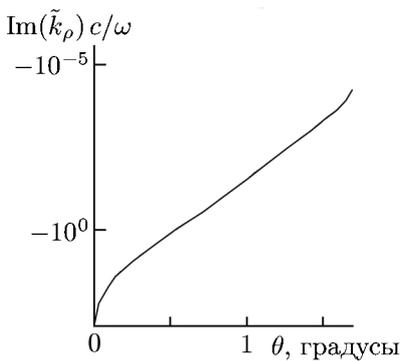


Рис. 4. Зависимости мнимых частей величин \tilde{k}_ρ и \tilde{k}_z от угла наблюдения θ для волны 3

угла θ мнимые части меняются незначительно). Однако важно, что при приближении θ к нулю, когда выполняется условие квазисинхронизма ($\tilde{k}_z \approx \omega/V_0$), они, как и в бесстолкновительном пределе [8], сильно возрастают за счёт теплового движения электронов.

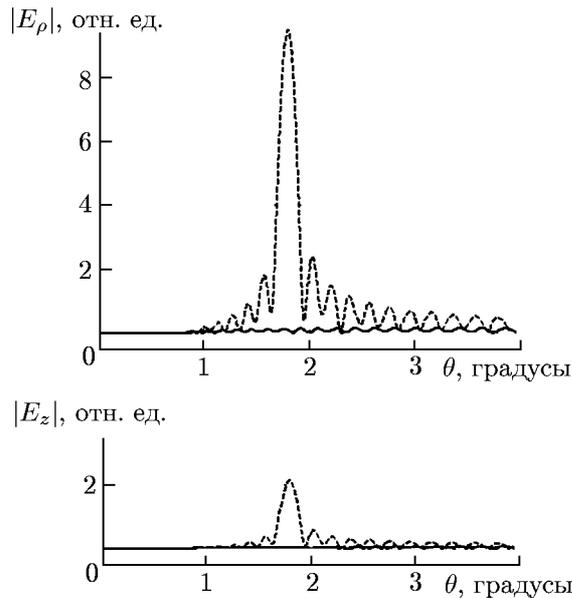


Рис. 5. Зависимости величин $|E_\rho|$ и $|E_z|$, нормированных одинаковым образом, от угла θ для волны 2. Сплошная линия соответствует значению $h = 9,99\omega/c$, штриховая — $h = 8,5\omega/c$

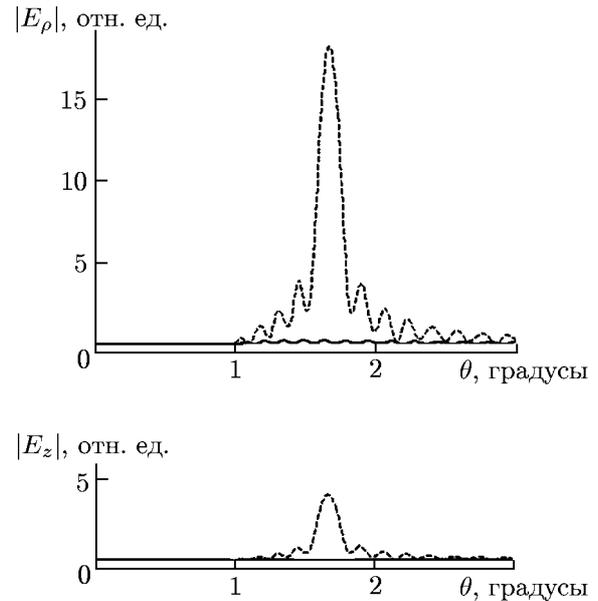


Рис. 6. Зависимости величин $|E_\rho|$ и $|E_z|$, нормированных одинаковым образом, от угла θ для волны 3. Сплошная линия соответствует значению $h = 10,01\omega/c$, штриховая — $h = 11,5\omega/c$

Электрическое поле излучения в однородной движущейся замагниченной плазме можно найти, решая волновое уравнение с заданным сторонним током методом Фурье [8]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \exp(-i\omega t) \int \mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d^3k, \quad (5)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор. В рассматриваемом случае [7]

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{4\pi i}{\omega} \frac{\mathbf{k}k_z - \mathbf{z}_0 \omega^2/c^2}{k_\rho^2 - \varepsilon_{zz}(\omega, k_z) [(\omega^2/c^2) - k_z^2]} j_z(\omega, \mathbf{k}), \quad (6)$$

где $j_z(\omega, \mathbf{k})$ — фурье-образ плотности стороннего тока в антенне. Для выбранной модели антенны бегущей волны (2)

$$j_z(\omega, \mathbf{k}) = \frac{I_0 l}{8\pi^3} \frac{\sin[(h - k_z)l/2]}{(h - k_z)l/2}. \quad (7)$$

Применяя при вычислении интеграла (5) метод перевала, аналогично [8] можно получить с учётом (7) выражение для модулей поперечной и продольной компонент электрического поля в каждой из излучаемых в направлении θ волн:

$$|E_\sigma| = \frac{I_0}{4\pi} \frac{l}{\omega} \left| \frac{\sin[(h - \tilde{k}_z)l/2]}{(h - \tilde{k}_z)l/2} \right| \frac{|F_\sigma|}{2r \sin \theta |\tilde{k}_\rho|^{1/2} |\partial^2 \tilde{k}_\rho / \partial \tilde{k}_z^2|^{1/2}} \exp\{-[(\text{Im} \tilde{k}_z) \cos \theta + (\text{Im} \tilde{k}_\rho) \sin \theta]r\}, \quad (8)$$

где $\sigma = \rho, z$; $F_\rho = \tilde{k}_z \tilde{k}_\rho$, $F_z = \tilde{k}_z^2 - \omega^2/c^2$, \tilde{k}_ρ и \tilde{k}_z — соответствующие комплексные решения уравнений (1), (3) и (4). Выражение (8) справедливо вдали от конических каустических поверхностей, где $\partial^2 k_\rho / \partial k_z^2 = 0$. Поля вблизи этих поверхностей были рассмотрены в работе [8] при $\nu = 0$. Из (8) следует, что достаточно длинная антенна бегущей волны излучает в волновую зону

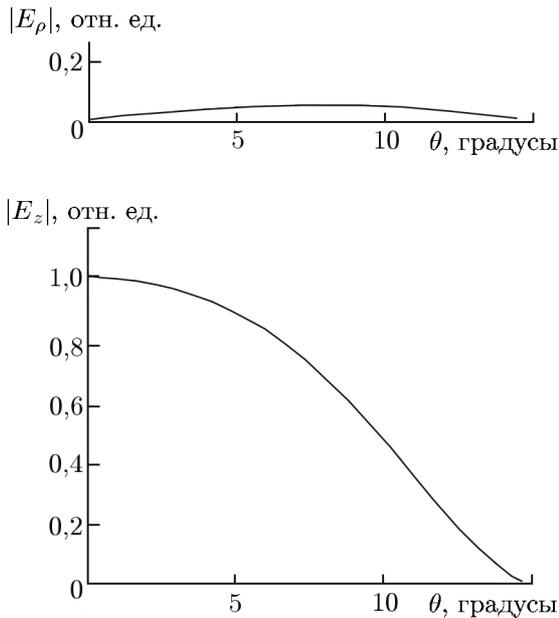


Рис. 7. Зависимости величин $|E_\rho|$ и $|E_z|$, нормированных одинаковым образом, от угла θ для волны 1

одну из пяти возможных квазиплоских волн в малом интервале углов вблизи угла наблюдения θ , определяемого из уравнения

$$\text{Re } \tilde{k}_z(\theta) = h.$$

Некоторые результаты численных расчётов по формуле (8) при $\omega r/c = 3 \cdot 10^4$ и $\omega l/c = 100$ приведены для второй и третьей волн на рис. 5 и 6, где сплошными линиями показаны зависимости амплитуд компонент электрического поля в случаях, когда постоянные бегущей волны тока h подобраны так, что имеет место квазисинхронизм ($h \approx \omega/V_0$) и максимум функции $j_z(\omega, \mathbf{k})$ в формуле (7) соответствует тем малым значениям угла наблюдения θ , при которых функция $j_z(\omega, \mathbf{k})$ для этих волн (как видно из рис. 3 и 4) принимает настолько большие значения, что экспоненциальный множитель в (8) стремится к нулю. Штриховыми линиями показаны зависимости в тех случаях, когда максимум функции $j_z(\omega, \mathbf{k})$ соответ-

ствует тем θ , при которых фазовая скорость волны тока в антенне и излучаемых волн достаточно далека от \mathbf{V}_0 , а $\text{Im } \tilde{k}_z$ определяется, в основном, соударениями и принимает относительно малые значения. Для сравнения на рис. 7 приведена аналогичная зависимость для первой волны (см. рис. 1). Значение h подобрано так, что максимум функции $j_z(\omega, \mathbf{k})$ соответствует значению угла наблюдения θ , стремящемуся к нулю. В этом случае вдали от синхронизма тепловое движение электронов плазмы не играет существенной роли и под малым углом излучается хорошо известная квазипродольная быстрая волна пространственного заряда.

3. СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ

Мощность сторонних источников в антенне может быть рассчитана как работа в единицу времени электрического поля над током:

$$W = -\frac{1}{2} \text{Re} \int \mathbf{j}^*(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) d^3r, \tag{9}$$

где звёздочка означает комплексное сопряжение, интегрирование выполняется по объёму, занятому током. Для обеспечения сходимости интеграла в (9) удобно учесть конечную толщину a тонкого антенного провода, представив плотность электрического тока вместо (2) в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{z}_0 \frac{I_0}{\pi a^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{a^2}\right) \left[U\left(z + \frac{l}{2}\right) - U\left(z - \frac{l}{2}\right) \right] \exp(ihz - i\omega t). \tag{10}$$

Интеграл (9) можно преобразовать по теореме Парсеваля в интеграл в пространстве волновых чисел:

$$W = -\frac{1}{16\pi} \text{Re} \int j_z^*(\omega, \mathbf{k}) E_z(\omega, \mathbf{k}) d^3k, \tag{11}$$

где в нашем случае функция $E_z(\omega, \mathbf{k})$ определяется формулой (6), а

$$j_z(\omega, \mathbf{k}) = \frac{I_0 l}{8\pi^3} \exp(-k_\rho^2 a^2/4) \frac{\sin[(h - k_z)l/2]}{(h - k_z)l/2}. \quad (12)$$

Учитывая, что функция $j_z(\omega, \mathbf{k})$ экспоненциально быстро спадает при $k_\rho > 2\pi/a$, можно, переходя к полярным координатам в двойном интеграле по k_x и k_y , с достаточной точностью записать, что

$$W \approx -\frac{\pi}{2} \operatorname{Im} \frac{1}{\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) |j_z(\omega, k_z)|^2 dk_z \int_0^{2\pi/a} \frac{k_\rho}{k_\rho^2 - \varepsilon_{zz}(\omega, k_z) (\omega^2/c^2 - k_z^2)} dk_\rho. \quad (13)$$

Здесь в выражении для $j_z(\omega, k_z)$ полагаем $\exp(-k_\rho^2 a^2/4) \approx 1$. В пределе $a \rightarrow 0$, учитывая, что при тепловом движении электронов плазмы продольная диэлектрическая проницаемость конечна для любых значений аргументов, после интегрирования по k_ρ получаем

$$W \approx \frac{\pi}{2\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) |j_z(\omega, k_z)|^2 \operatorname{Im} \left\{ \ln \left[\varepsilon_{zz}(\omega, k_z) \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \right] \right\} dk_z. \quad (14)$$

Для длинной тонкой антенны бегущей волны при условии

$$hl \gg 1 \quad (15)$$

функция $|j_z(\omega, k_z)|^2$ имеет острый максимум, что позволяет с хорошей точностью вынести все остальные множители из под знака интеграла при $k_z = h$. В результате

$$W \approx \frac{I_0^2 l}{(2\pi)^5 \omega} \frac{1}{2} \left(h^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \operatorname{Im} \left\{ \ln \left[\varepsilon_{zz}(\omega, k_z) \left(h^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \right] \right\}. \quad (16)$$

Как известно, сопротивление излучения антенны рассчитывается по формуле

$$R = 2W/I_0^2. \quad (17)$$

Из (16) и (17) с учётом (1) можно выяснить, как меняется сопротивление излучения в зависимости от постоянной распространения бегущей волны тока в антенне h . При $h^2 < \omega^2/c^2$ (нулевая волна на рис. 1 и 2) мнимая часть логарифма в (16) близка к $-\pi$, сопротивление излучения положительно и плавно уменьшается с ростом h (уменьшение θ до нуля). Для $\omega/c < h < (\omega - \omega_p)/V_0$ мнимая часть логарифма примерно равна ν/ω и сопротивление излучения близко к нулю. При $h > (\omega - \omega_p)/V_0$ для волны 1 на рис. 1 и 2 мнимая часть логарифма в (16) близка к π и $R > 0$. Для волны 2 при $h < \omega/V_0$ результат численного расчёта мнимой части логарифма показан сплошной линией на рис. 8. Видно, что мнимая часть логарифма плавно меняется от π до $\pi/2$ при приближении к условию синхронизма $h = \omega/V_0$, когда θ стремится к нулю, и сопротивление излучения для этой волны положительно. При $\omega/V_0 < h < (\omega + \omega_p)/V_0$ для волн 3 и 4 мнимая часть логарифма становится отрицательной (штриховая линия на рис. 8) и также плавно меняется по модулю, т. е. сопротивление излучения меньше нуля. Наконец, при $h > (\omega + \omega_p)/V_0$ мнимая часть логарифма примерно равна $-\nu/\omega$.

Из сказанного в первую очередь следует важный для волн 2 и 3 вывод. Как видно из рис. 1, при приближении фазовой скорости бегущей волны тока в антенне к средней скорости плазмы ($h \approx \omega/V_0$) угол θ , под которым эти волны приходят в волновую зону, уменьшается. Проведённый

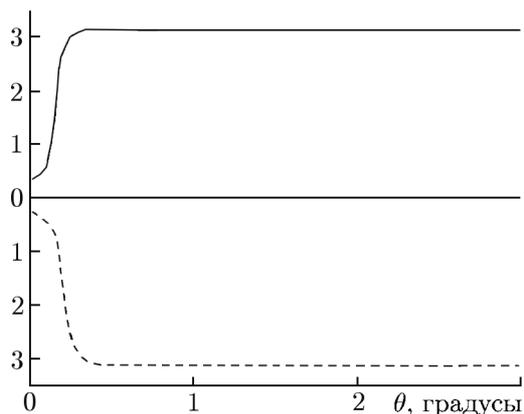


Рис. 8. Зависимость мнимой части логарифма в формуле (16) от угла θ для волн 2 (сплошная линия) и 3 (штриховая линия)

тому, что число отстающих от фазового фронта волны электронов больше числа опережающих. При взаимодействии с движущимся квазисинусоидальным потенциальным рельефом почти синхронные электроны в среднем ускоряются. Их кинетическая энергия растёт за счёт уменьшения энергии волны, что ведёт к известному затуханию Ландау [12]. Для третьей волны ($h \geq \omega/V_0$) фазовая скорость вдоль z попадает на другой склон максвелловского распределения. Опережающие электроны преобладают, кинетическая энергия частиц в среднем уменьшается, что сопровождается увеличением энергии волны. Поскольку плотность энергии медленной третьей волны отрицательна (см., например, работу [7]), увеличение энергии означает уменьшение амплитуды электрического поля, и волна при распространении от источника затухает. И в том, и в другом случае бесстолкновительное взаимодействие с полем волны приводит к отклонению скорости электронов v_z от среднего значения V_0 , т. е. в итоге к нагреву плазмы.

Относительно слабое затухание волн 1 и 4 вызвано соударениями электронов с нейтральными молекулами. При этом для медленной волны 4 имеет место отрицательная диссипация, приводящая с учётом отрицательности плотности её энергии к уменьшению её амплитуды по сравнению со случаем бесстолкновительной плазмы. При $\theta \rightarrow 0$ эта волна переходит в известную медленную волну пространственного заряда.

Отрицательное сопротивление излучения медленных волн согласуется с тем, что вектор плотности потока их энергии в волновой зоне направлен против групповой скорости, т. е. к источнику [7]. Как известно [2], это означает, что если в антенне могут существовать собственные волны тока (имеет место замедляющая система) с соответствующими значениями постоянной распространения h , то они могут быть неустойчивыми. Наличие таких неустойчивостей при обтекании антенны изотропной плазмой и плазмой, помещённой во внешнее магнитное поле, известно [2, 13]. Полученные в данной работе результаты позволяют предположить, что даже очень сильное внешнее магнитное поле не может стабилизировать собственные колебания в антенне в виде медленных бегущих волн.

В работе [1] вычислено сопротивление излучения конечной антенны в движущейся вдоль бесконечно сильного внешнего магнитного поля холодной плазме. При этом предполагалось, что плотность тока в антенне гармонически меняется во времени и имеет гауссово распределение в пространстве. В результате расчёта автор получил положительное сопротивление излучения антенны, величина которого зависит от скорости движения плазмы. В свете сказанного выше это, видимо, объясняется тем, что при таком распределении тока его пространственный спектр

численный расчёт показывает, что в этом случае интенсивность излучения при учёте теплового движения электронов плазмы экспоненциально быстро падает при удалении от антенны [8]. В то же время сопротивление излучения при значениях h , соответствующих таким малым θ , остаётся конечным. Это означает, что мощность сторонних источников в антенне бегущей волны вблизи синхронизма почти полностью уходит на изменение средней за период колебаний кинетической энергии электронов плазмы, движущихся вдоль z со скоростями, близкими к фазовой скорости излучаемых волн. Это происходит за счёт бесстолкновительного взаимодействия Ландау. Для волны 2 ($h \leq \omega/V_0$) максвелловский тепловой разброс скоростей электронов приводит к

$j_z(\omega, \mathbf{k})$ имеет максимум в нуле и быстро спадает с увеличением волнового числа. Поэтому в выражении (14) нашей работы, справедливом и для этого случая, преобладающий вклад в интеграл дают быстрые бегущие волны, сопротивление излучения которых положительно.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выяснено, что диаграмма направленности излучения антенны бегущей волны в движущейся вдоль оси z в очень сильном продольном внешнем магнитном поле плазмы имеет в волновой зоне форму конического слоя, угловая толщина которого зависит от длины антенны. Угол его раскрытия θ определяется постоянной распространения h тока в антенне. Излучение принимается под соответствующим углом, если постоянная распространения близка к $\text{Re } \tilde{k}_z(\theta)$ одной из пяти возможных излучаемых волн (см. рис. 1). При излучении волн 2 и 3 под малым углом θ амплитуда поля в волновой зоне экспоненциально быстро уменьшается при удалении от источника, а сопротивление излучения остаётся конечным. Это означает, что в этом случае основная часть мощности сторонних источников в антенне тратится на изменение средней за период кинетической энергии электронов плазмы. Малые углы θ для волн 2 и 3 соответствуют условию фазового синхронизма $h \approx \omega/V_0$, и энергообмен между волнами и частицами происходит в основном за счёт бесстолкновительного взаимодействия Ландау.

Работа выполнена в соответствии с госзаданием 3.1252.2014/К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McKenzie J. F. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 5 249.
2. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В. Антенны в плазме. Н. Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. 228 с.
3. Chugunov Yu. V., Fiala V. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2006. V. 54, No. 10. P. 2 750.
4. Чугунов Ю. В., Фиала В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 12. С. 960.
5. Гавриленко В. Г., Зайцев С. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. С. 892.
6. Гавриленко В. Г., Зайцев С. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. С. 253.
7. Гавриленко В. Г., Петров Е. Ю., Пикулин В. Д., Сулягина Д. А. // Физика плазмы. 2006. Т. 32, № 3. С. 248.
8. Бареев Д. Д., Гавриленко В. Г., Пикулин В. Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 5. С. 322.
9. Pridmore-Brown D. C. // Radio Sci. 1975. V. 10, No. 12. P. 1 063.
10. Костин В. М., Тимофеев А. В. // Журн. эксперим. теор. физ. 1967. Т. 53. С. 1 378.
11. Гавриленко В. Г., Зелексон Л. А. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 1 046.
12. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.
13. Эйдман В. Я. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. С. 781.

Поступила в редакцию 25 июля 2016 г.; принята в печать 17 декабря 2016 г.

**ON THE INFLUENCE OF THE MOTION OF STRONGLY MAGNETIZED PLASMA
ON RADIATION OF A TRAVELING-WAVE ANTENNA**

D. D. Bareev, V. G. Gavrilenko, and V. D. Pikulin

We consider the problem about the radiation of a traveling-wave antenna in warm electron plasma which moves along a strong magnetic field at a constant velocity. To describe the electromagnetic properties of the plasma, we use the diagonal tensor of dielectric permittivity, which is calculated for magnetized plasma with the Maxwell electron velocity distribution allowing for collisions of electrons with neutral molecules. The dispersion equation is solved numerically, and formulas for field amplitudes in the wave zone are obtained. The antenna radiation resistance is calculated. It is shown that as the phase velocity of the traveling current wave in the antenna approaches the average velocity of the plasma motion, the field radiation decreases exponentially fast as the plasma moves away from the source as a result of efficient transmission of wave energy to the plasma electrons due to collisionless interaction.