

УДК 533.951

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО КОЛЬЦЕВОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2011 г.

А.В. Кудрин, Н.М. Шмелева

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

kud@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 01.07.2011

Изучены характеристики излучения заданного нестационарного кольцевого электрического тока в однородной магнитоактивной плазме. Применительно к условиям работы такого источника в плазме ионосферного типа получено выражение для полной энергии излучения и проанализировано ее распределение по частотному и пространственному спектрам возбуждаемых волн в зависимости от параметров излучателя. Показано, что кольцевой источник сравнительно малых электрических размеров в случае, когда его частотный спектр сосредоточен в свистовом диапазоне частот магнитоактивной плазмы, наиболее эффективно возбуждает излучение в резонансной области данного диапазона.

Ключевые слова: нестационарный кольцевой электрический ток, магнитоактивная плазма, энергия излучения.

Введение

Возбуждению электромагнитных волн монохроматическими источниками в магнитоактивной плазме посвящено большое число работ (см., например, [1, 2] и цитируемую там литературу). В последнее десятилетие в связи с многочисленными перспективными приложениями значительный интерес вызывают особенности возбуждения и распространения немонахроматических сигналов в магнитоактивной плазме [3, 4]. В большинстве теоретических работ по этой проблематике рассматриваются пространственные распределения полей, возбуждаемых различными идеализированными импульсными источниками в магнитоактивной плазме (см. [5, 6]). В то же время энергетические характеристики излучения таких источников изучены явно недостаточно. Целью данной работы является исследование энергетических характеристик излучения электромагнитного источника в виде заданного немонахроматического кольцевого электрического тока, расположенного в магнитоактивной плазме ионосферного типа.

Постановка задачи

Рассмотрим кольцевой электрический ток в однородной холодной бесстолкновительной плазме, находящейся во внешнем постоянном магнитном поле $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{z}_0$, направленном вдоль оси z цилиндрической системы координат

(ρ, φ, z) . Плотность электрического тока источника зададим в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \varphi_0 I_0 \delta(\rho - b) \delta(z) \chi(t), \quad (1)$$

где I_0 – амплитуда тока, b – радиус источника, δ – дельта-функция Дирака, $\chi(t)$ – безразмерная функция, описывающая зависимость тока от времени. Предполагается, что функция $\chi(t)$ имеет максимальное значение, равное единице, и отлична от нуля в интервале $0 < t < \tau$, где τ – длительность импульса тока, которая в принципе может быть бесконечно большой.

Плазма описывается тензором диэлектрической проницаемости со следующими ненулевыми компонентами:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\rho\rho} &= \varepsilon_{\varphi\varphi} = \varepsilon, \\ \varepsilon_{\rho\varphi} &= -\varepsilon_{\varphi\rho} = -ig, \\ \varepsilon_{zz} &= \eta. \end{aligned} \quad (2)$$

Для монохроматического сигнала с зависимостью от времени вида $\exp(i\omega t)$ величины ε, g, η в случае двухкомпонентной магнитоактивной плазмы, состоящей из электронов и ионов одного сорта, могут быть записаны следующим образом [7]:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{(\omega^2 - \omega_{LH}^2)(\omega^2 - \omega_{UH}^2)}{(\omega^2 - \omega_H^2)(\omega^2 - \Omega_H^2)}, \\ g &= \frac{\omega_p^2 \omega_H \omega}{(\omega^2 - \omega_H^2)(\omega^2 - \Omega_H^2)}, \\ \eta &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где Ω_H и ω_H – гирос частоты ионов и электронов соответственно, ω_{LH} – нижняя гибридная частота, ω_p – плазменная частота электронов, ω_{UH} – верхняя гибридная частота.

Определим полную энергию излучения источника (1). Для этого нам потребуется, очевидно, вначале получить выражения для поля, возбуждаемого данным источником в магнитоактивной плазменной среде.

Энергия излучения

Полная энергия W , излучаемая током с плотностью $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ длительности τ , может быть подсчитана по формуле:

$$W = - \int_0^\tau dt \int_V \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \quad (4)$$

где интегрирование по пространственным координатам проводится по области V , занимаемой источником, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – электрическое поле, возбуждаемое источником. Для отыскания электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ воспользуемся преобразованием Лапласа, которое имеет следующий вид для некоторой функции $f(t)$ действительной переменной t :

$$f(\omega) = \int_0^\infty f(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad \text{Im}\omega = -\sigma, \\ f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-i\sigma-\infty}^{-i\sigma+\infty} f(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (5)$$

Здесь σ – положительная константа.

В случае источника (1) для отыскания величины W достаточно определить лишь азимутальную компоненту $E_\varphi(\mathbf{r}, t)$ полного электрического поля. Можно показать, что изображение по Лапласу $E_\varphi(\mathbf{r}, \omega)$ данной компоненты определяется формулой [1]:

$$E_\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \\ = \sum_\alpha I_0 Z_0 \chi(\omega) \gamma_\alpha \frac{k_0^3 b}{2} \frac{g^2}{\eta} \int_0^\infty \frac{k_\perp^2 - k_0^2 \eta}{k_\perp^2 + h_\alpha^2 - k_0^2 \varepsilon} \frac{k_\perp}{h_\alpha} \times \\ \times \frac{J_1(k_\perp b) J_1(k_\perp \rho)}{\left[k_\perp^4 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^2 - 4k_0^2 k_\perp^2 \frac{g^2}{\eta} + 4k_0^4 g^2 \right]^{1/2}} \exp(-ih_{s,\alpha} z) dk_\perp, \quad (6)$$

где $\chi(\omega)$ – изображение по Лапласу функции $\chi(t)$, описывающей зависимость тока от време-

ни, Z_0 – импеданс свободного пространства, $s = +$ и $s = -$ для $z > 0$ и $z < 0$ соответственно, J_1 – функция Бесселя первого порядка, $k_0 = \omega/c$ (c – скорость света в свободном пространстве), k_\perp – поперечное (по отношению к \mathbf{B}_0) волновое число, $h_{s,\alpha}$ – продольные волновые числа двух нормальных волн однородной холодной магнитоактивной плазмы, которые здесь обозначены индексами $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$, $\gamma_1 = -\gamma_2 = 1$.

Величины $h_{s,\alpha}$ удовлетворяют соотношению $h_{+, \alpha} \equiv h_\alpha = -h_{-, \alpha}$ и связаны с k_\perp следующим выражением:

$$h_\alpha^2 = k_0^2 \varepsilon - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\eta} \right) k_\perp^2 + \\ + \gamma_\alpha \left[\frac{1}{4} k_\perp^4 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^2 - k_0^2 k_\perp^2 \frac{g^2}{\eta} + k_0^4 g^2 \right]^{1/2}. \quad (7)$$

При этом величины h_α определены таким образом, что выполняется условие $\text{Im}h_\alpha < 0$.

Подставляя интеграл, дающий обратное преобразование Лапласа величины $E_\varphi(\mathbf{r}, \omega)$, в формулу (4) и выполняя интегрирование по пространственным координатам и времени, получим

$$W = -I_0^2 Z_0 \int_{-i\sigma-\infty}^{-i\sigma+\infty} d\omega \frac{k_0^3 b^2}{2} F(\omega) \sum_\alpha \gamma_\alpha \frac{g^2}{\eta} \times \\ \times \int_0^\infty \frac{k_\perp^2 - k_0^2 \eta}{k_\perp^2 + h_\alpha^2 - k_0^2 \varepsilon} \frac{k_\perp}{h_\alpha} \frac{J_1^2(k_\perp b) dk_\perp}{\left[k_\perp^4 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^2 - 4k_0^2 k_\perp^2 \frac{g^2}{\eta} + 4k_0^4 g^2 \right]^{1/2}}, \quad (8)$$

где

$$F(\omega) = \chi(\omega) \chi(-\omega). \quad (9)$$

Контур интегрирования в (8) симметричен относительно мнимой оси комплексной плоскости ω . Переходя к интегрированию по правой части этого контура, для которой $\text{Re}\omega > 0$, и выполняя предельный переход $\sigma \rightarrow 0$, будем иметь

$$W = I_0^2 \int_0^\infty d\omega \sum_\alpha \int_{Q_\alpha} w_\alpha(q, \omega) dq, \quad (10)$$

где

$$w_\alpha(q, \omega) = -Z_0 F(\omega) \gamma_\alpha (k_0 b)^2 \frac{g^2}{\eta} \frac{q^2 - \eta}{q^2 + p_\alpha^2 - \varepsilon} \frac{q}{p_\alpha} \times \\ \times \frac{J_1^2(k_0 q b)}{\left[q^4 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^2 - 4q^2 \frac{g^2}{\eta} + 4g^2 \right]^{1/2}}. \quad (11)$$

Здесь $q = k_{\perp}/k_0$, $p_{\alpha} = h_{\alpha}/k_0$, символ Q_{α} ($\alpha = 1, 2$) обозначает области положительных значений q , для которых величины $p_{\alpha}(q)$ являются действительными функциями. Следует отметить, что в формуле (10) интегрирование по ω выполняется по действительной положительной полуоси частот.

Рассмотрим вначале случай, когда ток источника представляет собой импульс конечной длительности, содержащий несколько полупериодов монохроматического колебания на частоте ω_0 :

$$\chi(t) = \sin(\omega_0 t) [H(t) - H(t - \tau)]. \quad (12)$$

Здесь $H(t)$ – единичная функция Хевисайда, $\tau = nT/2 = \pi n/\omega_0$ – длительность импульса тока ($n = 1, 2, \dots$), $T = 2\pi/\omega_0$ – период, соответствующий частоте ω_0 . В этом случае функция $F(\omega)$ принимает следующий вид:

$$F(\omega) = \left\{ \frac{\sin[(\omega - \omega_0)\tau/2]}{\omega - \omega_0} - (-1)^n \frac{\sin[(\omega + \omega_0)\tau/2]}{\omega + \omega_0} \right\}^2. \quad (13)$$

Для импульса, имеющего форму (12), можно вычислить предел

$$\begin{aligned} \bar{P}_{rad} &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{W}{nT/2} = \\ &= -I_0^2 \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} Z_0 \frac{\pi(k_0 b)^2}{2} \frac{g^2}{\eta} \int_{Q_{\alpha}} \frac{q^2 - \eta}{q^2 + p_{\alpha}^2 - \varepsilon} \frac{q}{p_{\alpha}} \times \\ &\times \frac{J_1^2(k_0 q b) dq}{\left[q^4 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^2 - 4q^2 \frac{g^2}{\eta} + 4g^2 \right]^{1/2}}, \quad (14) \end{aligned}$$

где зависящие от частоты величины берутся при $\omega = \omega_0$. Заметим, что при получении формулы (14) учтено известное соотношение

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \frac{\sin^2 \omega \tau}{\omega^2 \tau} = \delta(\omega).$$

Нетрудно убедиться, что величина \bar{P}_{rad} является средней по времени мощностью излучения монохроматического кольцевого тока на частоте ω_0 . Как уже отмечалось выше, вклад в энергию излучения дают только положительные значения q , для которых величины $p_{1,2}$ являются чисто действительными. Таким

образом, энергия W , излученная за время $\tau = nT/2$, должна в конечном счете стремиться к величине $\bar{P}_{rad} \tau$ с возрастанием длительности импульса τ , что соответствует переходу к монохроматическому источнику с частотой $\omega = \omega_0$.

Наряду с зависимостью тока от времени в виде (12) целесообразно рассмотреть также одиночный импульс тока без модуляции:

$$\chi(t) = \frac{t}{t_0} \exp\left(-\frac{t-t_0}{t_0}\right). \quad (15)$$

В этом случае

$$F(\omega) = (et_0)^2 / [1 + (\omega t_0)^2]^2. \quad (16)$$

Поскольку импульс тока, описываемый формулой (15) при $t_0 = T/4 \equiv \pi/2\omega_0$, и импульс, описываемый выражением (12) при $n = 1$, весьма близки по форме, представляется полезным сравнить характеристики излучения обоих сигналов, что и будет сделано ниже.

Результаты численных расчетов

Определим в формуле (10) области интегрирования Q_{α} на плоскости (ω, q) при $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$. Для плазмы ионосферного типа, в которой выполняются неравенства

$$\Omega_H \ll \omega_{LH} \ll \omega_H \ll \omega_p < \omega_{UH}, \quad (17)$$

соответствующие области показаны штриховкой на рис. 1. Заметим, что при выполнении условий (17) справедливы приближенные формулы $\omega_{LH} = (\Omega_H \omega_H)^{1/2}$ и $\omega_{UH} = (\omega_p^2 + \omega_H^2)^{1/2}$.

На рис. 1а показана область Q_1 , в которой действительной является величина p_1 , а на рис. 2б – область Q_2 , в которой аналогичное свойство имеет величина p_2 . Заметим, что рис. 1 построен без соблюдения масштабов. Наряду с характерными частотами, входящими в выражения (3), на рис. 1б используются следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \omega' &= \left(\omega_p^2 + \frac{\omega_H^2}{4} \right)^{1/2} - \frac{\omega_H}{2}, \\ \omega'' &= \left[\left(\omega_p^4 + \frac{\omega_H^4}{4} \right)^{1/2} + \frac{\omega_H^2}{2} \right]^{1/2}, \\ \omega''' &= \left(\omega_p^2 + \frac{\omega_H^2}{4} \right)^{1/2} + \frac{\omega_H}{2}. \end{aligned} \quad (18)$$

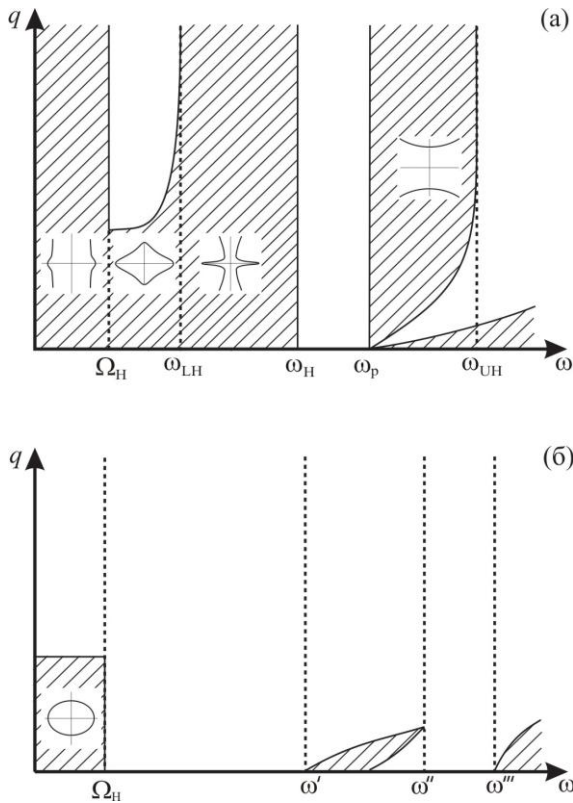


Рис. 1. Диаграмма, показывающая области Q_α , в которых величины p_1 и p_2 действительны (а и б соответственно)

Как видно на рис. 1а, в случае $\alpha=1$ существуют три интервала частот, $0 < \omega < \Omega_H$, $\omega_{LH} < \omega < \omega_H$ и $\omega_p < \omega < \omega_{UH}$, для которых области интегрирования по q являются бесконечными: $q_{\min} < q < \infty$. Напомним, что указанные частотные интервалы (соответственно альфвеновский, свистовой и верхнегибридный) принято называть резонансными диапазонами магнитоактивной плазмы. При этом для первых двух интервалов $q_{\min} = 0$ (см. рис. 1а). В качестве иллюстрации на рис. 1а в указанных диапазонах на вставках изображены поверхности показателя преломления нормальной волны для случая $\alpha=1$. По горизонтальным и вертикальным осям рисунков, показывающих поверхности показателя преломления, отложены значения p_α и q соответственно. На рис. 1а видно, что в резонансных диапазонах частот поверхности показателя преломления являются разомкнутыми. Во избежание недоразумений отметим, что поверхности показателя преломления, показанные для резонансной области свистового диапазона частот $\omega_{LH} < \omega < \omega_H$ на рис. 1а, относятся

к случаю, когда $\omega_{LH} < \omega < \omega_H/2$, и несколько изменяются при переходе в частотный интервал $\omega_H/2 < \omega < \omega_H$. Кроме того, поверхности показателя преломления для верхнегибридного диапазона показаны на этом же рисунке лишь для интервала $\omega'' < \omega < \omega_{UH}$. При $\omega_p < \omega < \omega''$ эти поверхности претерпевают некоторые изменения, но по-прежнему остаются разомкнутыми. Мы не будем останавливаться здесь более подробно на обсуждении этих особенностей.

Поверхности показателя преломления для других заштрихованных областей на рис. 1а и 1б являются замкнутыми. В качестве иллюстрации две такие поверхности изображены для свистовой волны в нерезонансной области частот $\Omega_H < \omega < \omega_{LH}$ на рис. 1а и для быстрой магнитозвуковой волны в диапазоне $0 < \omega < \Omega_H$ на рис. 1б.

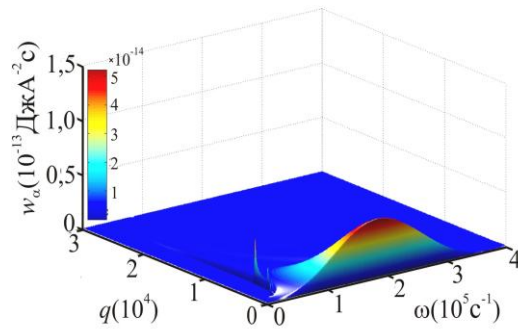


Рис. 2. Функция $w_\alpha(q, \omega)$, соответствующая источнику (1) с временной зависимостью (12), при $n=2$, $\alpha=1$, $b=1$ м, $\omega_0 = 1.9 \cdot 10^5$ с⁻¹, $\Omega_H = 200$ с⁻¹, $\omega_H = 8.8 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\omega_p = 5.6 \cdot 10^7$ с⁻¹

Интегралы в (10) были определены численно для параметров плазмы, отвечающих условиям ионосферы Земли: плотность плазмы $N=10^6$ см⁻³, внешнее постоянное магнитное поле $B_0=0.5$ Гс. Для данных значений характерные частоты плазмы составляют $\omega_H=8.8 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\omega_p=5.6 \cdot 10^7$ с⁻¹. Хотя ионосферная плазма является, строго говоря, многокомпонентной, для упрощения расчетов мы воспользовались моделью двухкомпонентной плазмы, полагая, что величина Ω_H представляет собой эффективную гирочастоту ионов. Такой подход позволяет учесть приближенно вклад ионов разных сортов в дисперсионные свойства волн в плазме. Для численных расчетов эффективная гирочастота ионов была при-

нята равной $\Omega_H = 200 \text{ с}^{-1}$. Заметим, что, хотя использование данного подхода приводит к некоторым неточностям при вычислении низкочастотной части спектра излучаемой энергии (при $\omega < \omega_{LH}$), связанная с этим погрешность оказывается незначительной вследствие весьма малого вклада, вносимого указанным диапазоном в полную энергию излучения.

Приведем теперь численные результаты для источника (1) с радиусом $b = 1 \text{ м}$. В случае когда функция $\chi(t)$ описывается формулой (12), параметр ω_0 был выбран таким образом, чтобы выполнялись условия $\omega_{LH} < \omega_0 \ll \omega_H$, соответствующие резонансной области свистового диапазона частот. Вычисления показывают, что в этом случае энергия излучения практически полностью определяется членом, отвечающим $\alpha = 1$ в выражении (10). На рис. 2 показано поведение подынтегральной функции $w_1(q, \omega)$, входящей в формулу (10) и описывающей распределение излучаемой энергии по частотному и пространственному спектрам возбуждаемых волн, в зависимости от переменных q и ω для $\omega_0 = 1.9 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $n = 2$. Аналогичное распределение той же величины при $n = 10$ показано на рис. 3 (значения остальных параметров прежние).

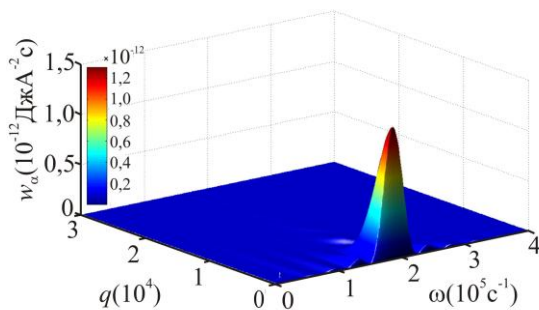


Рис. 3. Функция $w_\alpha(q, \omega)$ при $n = 10$; значения остальных параметров те же, что и на рис. 2

Как видно на рис. 2 и 3, с возрастанием числа полупериодов n главный максимум функции $w_1(q, \omega)$ становится более острым. Положение этого максимума определяется соотношениями $\omega = \omega_0$ и $q \sim c/\omega_0 b$. Подчеркнем, что такое поведение пространственно-временного спектра источника становится хорошо выраженным уже при сравнительно небольших значениях n . Другая особенность поведения этой функции состоит в том, что энергия излучения преимущественно сконцентрирована в резонансной

области частот, которой принадлежит частота ω_0 . В рассматриваемом случае речь идет о резонансной области свистового диапазона. Острые узкие пики на рис. 2 вблизи границы между резонансной и нерезонансной частями свистового диапазона связаны с тем, что функция $w_1(q, \omega)$ стремится к бесконечности при приближении к данной границе. Несмотря на это, функция $w_1(q, \omega)$ остается интегрируемой, так что полная излучаемая энергия W является конечной. Заметим, что аналогичная особенность имеет место также вблизи границы резонансной области, расположенной между плазменной частотой электронов и частотой верхнего гибридного резонанса. Однако для выбранных значений параметров эта частотная область дает весьма малый вклад в излучение источника по сравнению с резонансной частью свистового диапазона частот.

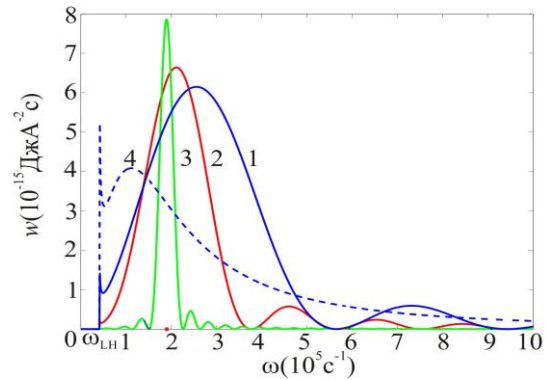


Рис. 4. Функция $w(\omega)$ для временной зависимости (12) при $n = 1$, $n = 2$, $n = 10$ (кривые 1, 2, 3 соответственно) и временной зависимости (15) при $t_0 = \pi/2\omega_0$ (кривая 4). Зависимости для $n = 2$ и $n = 10$ умножены на коэффициенты 0.3 и 0.015 соответственно. Радиус источника b , частота ω_0 и параметры плазмы те же, что и на рис. 2

Приведем теперь распределение энергии излучения по частотному спектру. Соответствующая величина, нормированная на квадрат тока, может быть определена следующим образом:

$$w(\omega) = \sum_{\alpha} \int_{Q_\alpha} w_\alpha(q, \omega) dq. \quad (19)$$

Данная величина изображена на рис. 4 для ранее выбранного источника с временной зависимостью (12) при $n = 1$, $n = 2$, $n = 10$ (кривые 1, 2, 3 соответственно) и использованных выше значений параметров плазмы. Точкой на горизонтальной оси рис. 4 отмечена частота ω_0 . Для того чтобы показать все кривые на одном и том

же рисунке, значения $w(\omega)$ для $n=2$ и $n=10$ на рис. 4 уменьшены путем умножения на коэффициенты 0.3 и 0.015 соответственно. Для сравнения на том же рисунке кривой 4 показан спектр энергии излучения источника такого же радиуса, но с временной зависимостью (15) в случае $t_0 = \pi/2\omega_0$.

Как видно на рис. 4, спектральное распределение энергии излучения источника с временной зависимостью (12) быстро приближается к дельтаобразной форме при возрастании n . Уже в случае $n=1$, так же как для временной зависимости (15) с $t_0 = \pi/2\omega_0$, соответствующее распределение локализовано в окрестности частоты $\omega = \omega_0$. Мы не приводим спектральное распределение энергии излучения для более высоких частот ($\omega \gg \omega_0$), поскольку они дают незначительный вклад в энергию (так же как и частотная область, лежащая ниже частоты ω_{LH}). Заметим лишь, что функция $w(\omega)$ стремится к бесконечности по закону $|\omega - \omega_{LH}|^{-1/2}$ вблизи частоты нижнего гибридного резонанса (см. рис. 4). Подобная особенность имеет место и при приближении величины ω к частоте верхнего гибридного резонанса. Обе эти особенности являются интегрируемыми.

Примечательно, что в случае источника сравнительно малых электрических размеров, когда выполняется неравенство $\omega_p b/c \ll 1$, функция $w(\omega)$ в резонансной области свистового диапазона частот может быть представлена в аналитическом виде. Для этого следует учесть, что для такого источника преобладающий вклад в интеграл в первом слагаемом (отвечающем $\alpha=1$) в формуле (19) дают достаточно большие значения q . Переходя к пределу $q \rightarrow \infty$ под знаком интеграла в (19) и пренебрегая малым вкладом от члена, отвечающего $\alpha=2$, приходим к интегралу, который может быть вычислен аналитически. В результате получим:

$$w(\omega) \approx F(\omega) Z_0 \frac{4(k_0 b)^3}{3\pi} \frac{g^2}{(\varepsilon - \eta)^2} \frac{(-\eta)^{3/2}}{\varepsilon^{1/2}}. \quad (20)$$

Нетрудно убедиться, что данная формула с достаточно хорошей точностью описывает поведение зависимостей, показанных на рис. 4.

Вычислим теперь полную энергию излучения кольцевого источника. Соответствующие результаты представлены на рис. 5 для выбранных ранее значений параметров источника и плазмы. Круглыми метками на рисунке обозначена полная энергия излучения кольцевого ис-

точника с временной зависимостью (12) при $\omega_0 = 1.9 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ и значениях параметра $n = \tau\omega_0/\pi$, равных 1, 10, 30, 60 и 90. Для сравнения значение энергии излучения источника с временной зависимостью (15) при $t_0 = \pi/2\omega_0$ показано на рис. 5 квадратной меткой.

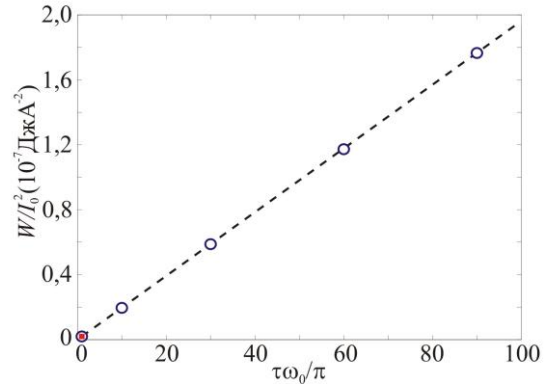


Рис. 5. Полная энергия излучения источника (1) с временной зависимостью (12) при $\omega_0 = 1.9 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ и различных значениях параметра $n = \tau\omega_0/\pi$ (круглые метки). Квадратной меткой показана полная энергия излучения того же источника с временной зависимостью (15) при $t_0 = \pi/2\omega_0$ (в качестве характерной длительности источника в этом случае на рисунке принято значение $\tau = 2t_0$). Радиус источника b и параметры плазмы те же, что и на рис. 2. Штриховая линия показывает зависимость энергии излучения гармонического источника с частотой ω_0 от длительности его работы

Как следует из рис. 5, значения энергии излучения, показанные круглыми метками, с графической точностью располагаются на штриховой линии $W = \bar{P}_{rad} \tau$, где \bar{P}_{rad} — средняя по времени мощность излучения гармонического источника с частотой ω_0 . Важно, что для источника, содержащего несколько полупериодов монохроматического колебания, такое поведение наблюдается начиная уже с относительно небольших значений n . При увеличении характерной частоты ω_0 , остающейся, однако, в резонансной области свистового диапазона, частотный спектр энергии излучения становится более широким, и значения энергии излучения начинают приближаться к зависимости $W = \bar{P}_{rad} \tau$ начиная с больших значений n . Тем не менее резонансная область свистового диапазона частот по-прежнему дает основной вклад в излучение. Отмеченное поведение сохраняется до

тех пор, пока спектр источника остается сосредоточенным в области ниже гирочастоты электронов.

Заключение

Итак, в данной работе определены энергетические характеристики (полная энергия излучения, распределение излучаемой энергии по частотному и пространственному спектрам возбуждаемых волн) нестационарного кольцевого электрического тока в однородной магнитоактивной плазменной среде. Применительно к условиям работы такого источника в плазме ионосферного типа изучено влияние длительности и формы импульса тока на его излучательные характеристики. Показано, что кольцевой источник сравнительно малых электрических размеров в случае, когда его частотный спектр сосредоточен в свистовом диапазоне частот магнитоактивной плазмы, наиболее эффективно возбуждает излучение в резонансной области указанного диапазона. Найдены условия, при которых полная энергия излучения нестационарного кольцевого тока, содержащего лишь несколько полупериодов монохроматического колебания, частота которого принадлежит резонансной области свистового диапазона, оказывается весьма близкой к произведению длительности работы данного источника и средней по времени мощности излучения его монохроматического аналога на соответствующей частоте. Полу-

ченные результаты могут быть использованы для объяснения данных соответствующих экспериментов по возбуждению свистовых волн импульсными источниками в ионосферной плазме, а также в лабораторной плазме, моделирующей условия околоземного космического пространства.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 09-02-00164-а), Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (государственный контракт № П313), а также фонда «Династия».

Список литературы

1. Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. *Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas*. Amsterdam: Gordon and Breach, 1999.
2. Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. // *Radio Sci.* 1992. V. 27, № 2. P. 315–324.
3. Rousculp C.L., Stenzel R.L., Urrutia J.M. // *Phys. Plasmas*. 1995. V. 2, № 11. P. 4083–4093.
4. Ferencz Cs., Ferencz O.E., Hamar D., Lichtenberger J. *Whistler phenomena: Short impulse propagation*. Dordrecht: Kluwer, 2001.
5. Сергеев И.Ю., Сорокин В.М., Ященко А.К. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2000. Т. 43, № 8. С. 688–695.
6. Singh K.S., Singh R.P. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2005. V. 33, № 6. P. 1984–1994.
7. Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. М.: Наука, 1967.

RADIATION FROM A NONSTATIONARY RING ELECTRIC CURRENT IN A MAGNETOPLASMA

A.V. Kudrin, N.M. Shmeleva

Radiation characteristics of a given nonstationary ring electric current in a homogeneous magnetoplasma are studied. For such a source in the ionospheric plasma, an expression for the total radiant energy is obtained and its distribution over the frequency and spatial spectra of excited waves as a function of the source parameters is analyzed. It is shown that a ring source of a comparatively small electric size in the case where its frequency spectrum is concentrated in the whistler range of a magnetoplasma excites radiation most efficiently in the resonance region of this range

Keywords: nonstationary ring electric current, magnetoplasma, radiant energy.