ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XIV, № 12 РАДИОФИЗИКА 1971

УДК 533.9

НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ ИОННОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

О. М. Швец, П. И. Курилко

Теоретически исследован нагрев плазмы, помещенной в магнитное поле, с помощью витка, по которому протекает ток ионно-циклотронной частоты. Найдено распределение ВЧ поля витка по объему плазмы. Показано, что нагрев плазмы осуществляется только в случае ее больших геометрических размеров Произведены расчеты мощности, поглощаемой плазмой, и оценка этой мощности для конкретных значений параметров.

В настоящее время высокочастотный нагрев ионов в установках по исследованию термоядерного синтеза осуществляется в два этапа. Сначала возбуждаются ионные циклотронные волны, энергия которых затем термализуется (переходит в энергию хаотического движения ионов) в области «магнитного берега»*. Непосредственная передача энергии генератора ионам плазмы на частоте гирорезонанса при помощи периодической возбуждающей системы (катушки Стикса) оказывается неэффективной вследствие уменьшения глубины скин-слоя при приближении частоты поля к ионно-циклотронной. Физически уменьшение глубины скин-слоя с приближением рабочей частоты к гирорезонансной объясняется тем, что в этом случае существенно возрастают поляризационные поля в плазме.

Необходимо подчеркнуть, что радиальное сканирование внешнего поля на частоте $\omega = \omega_{ci}$ имеет место только при условии, что внешний ток задан в виде монохроматической волны, бегущей вдоль магнитного поля, т. е. в том случае, когда возбуждение осуществляется достаточно длинной периодической структурой ($L \gg \lambda_g$, где L — величина порядка длины катушки, λ_g — длина волны в системе). Как будет показано ниже, применение сосредоточенных токов ($L < \lambda_g$) позволяет возбудить в плазменном цилиндре достаточно большого радиуса хорошо проникающее в глубь плазмы поле ионной циклотронной частоты, экспоненциально убывающее по обе стороны от возбуждающего элемента. Последнее обстоятельство позволяет применить для нагрева большое число независимых возбуждающих элементов с относительно малой нагрузкой на каждый из них.

Пусть на цилиндрический однородный плазменный стержень надето аксиально-симметричное кольцо, по которому протекает аксиально-симметричный ток** с частотой $\omega = \omega_{ci}$ и плотностью

$$j(r, z, t) = I\delta(r-a)\,\delta(z)\exp(-i\omega t). \tag{1}$$

* В отличие от предлагаемого метода, эта термализация происходит в относительно малой области нагреваемого объема. Кроме того, в этом случае нарушается согласование возбуждающего устройства с плазмой вследствие ухода ионов из области возбуждения [9].

** Возбуждение электромагнитных волн заданными токами в неограниченной плазме рассматривалось в гидродинамическом приближении в работах [1—5] и в кинетическом—в работе [6].

Плазменный стержень помещен в проводящую камеру кругового сечения. Радиус плазмы — a, радиус камеры — b. Требуется найти распределение по объему плазмы поля, создаваемого током, и поток мощности, передаваемый плазме от рассматриваемого возбуждающего элемента.

При заданном токе мощность, поглощаемая плазмой, определяется выражением $P = \mathrm{Re}\int\limits_{(V)} jE\,dV = \mathrm{Re}\int j_\varphi E_\varphi\,dV$. Поле в плазме будем искать в виде суперпозиции плоских волн:

$$E_\varphi = \int\limits_{-\infty}^{\infty} (E_\varphi)_\zeta \exp\left[i(\zeta z - \omega t)\right] d\zeta. \tag{2а}$$

Тогда для амплитуды Фурье поля E_φ H-волны получим следующее выражение [7]:

$$(E_\varphi)_\zeta = \frac{ik}{k_1} N_1 A_1 \frac{J_1(k_1 r)}{J_0(k_1 a)}, \tag{2б}$$

где

$$A_1 \equiv \frac{D_{A_1}}{D},$$

$$D_{A_1} = \frac{2I}{c} Z_H\left[\varepsilon_3 Z_2(a) - Z_H\right],$$

$$D \equiv \left[Z_H + Z_1(a)\right] N_1 \left[Z_E + \varepsilon_3 Z_2(a)\right],$$

$$Z_H \equiv \frac{ik}{\varkappa}\,\frac{\Delta_{11}(a)}{\Delta_{01}(a)},\quad Z_E \equiv \frac{ik}{\varkappa}\,\frac{\Delta_{10}(a)}{\Delta_{00}(a)},\quad Z_s \equiv \frac{ik}{k_s}\,\frac{J_1(k_s r)}{J_0(k_s a)},$$

$$k_1^2 = \frac{\Delta^2 - \varepsilon_2^2 k^4}{\Delta},\qquad k_2^2 = \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}\Delta,$$

$$\Delta_{n0}(r) \equiv K_n(\varkappa r) I_0(\varkappa b) - (-1)^n K_0(\varkappa b) I_n(\varkappa r),$$

$$\Delta_{n1}(r) \equiv K_n(\varkappa r) I_1(\varkappa b) + (-1)^n K_1(\varkappa b) I_n(\varkappa r),$$

$$N_1 \equiv \frac{i\varepsilon_1}{\varepsilon_2 k\zeta}\left[\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}\Delta - k_1^2\right],\quad \Delta \equiv \varepsilon_1 k^2 - \zeta^2,\quad k \equiv \frac{\omega}{c},$$

$$n = 0, 1,\quad s = 1, 2.$$

В случае, когда ларморовский радиус иона мал по сравнению с поперечной длиной волны, эффекты циклотронного поглощения можно учесть, подставляя в эти формулы асимптотические выражения для тензора диэлектрической проницаемости горячей плазмы [8]:

$$\begin{aligned}
&\varepsilon_1 = \alpha + i\beta;\quad \alpha \equiv -\frac{1}{2}\left(\frac{\Omega_i}{\omega_{ci}}\right)^2 \qquad (\mathrm{Im}\,\zeta > 0),\\
&\varepsilon_2 = \alpha - i\beta;\quad \beta \equiv \frac{\sqrt{\pi}}{2}\left(\frac{\Omega_i}{\omega_{ci}}\right)^2 \frac{\omega_{ci}}{\zeta V_{Ti}} \qquad (\omega = \omega_{ci} - 0).
\end{aligned} \tag{3}$$

Нули первого множителя в выражении для D определяют волновые числа собственных H-волн плазменного волновода. Иcследование решений этого уравнения $(Z_1 + Z_H = 0)$ показывает, что при достаточно большой погонной плотности плазмы $(\zeta a \gg 1)$ существуют две группы объемных волн, слабо затухающих по радиусу. В первой группе, характеризуемой малыми поперечными волновыми числами ($\lambda_n \ll \zeta a$, где λ_n — корни уравнения $J_1(x) = 0$), продольные и поперечные волновые числа определяются выражениями

$$\zeta_n^3 = 2ik^2\beta_0, \quad \beta_0 \equiv \beta\zeta, \quad k \equiv \omega/c,$$
$$(k_\perp)_n = \frac{\lambda_n}{a}\left[1 - \frac{1}{\zeta_n a}\right]. \tag{4a}$$

Отсюда следует, что в рассматриваемых волнах поперечная глубина скин-слоя $(\delta_\perp)_n \equiv (\operatorname{Im} k_{\perp n})^{-1}$ велика по сравнению с радиусом волновода, так что эти волны, действительно, хорошо проникают в глубь плазмы.

Слабо затухающие по радиусу объемные волны существуют также и при больших значениях поперечных волновых чисел ($\mu_n \gg \zeta a$). Для этих волн, как легко видеть из определения $k_\perp$, имеют место следующие соотношения:

$$\zeta_n^3 = (\alpha\zeta + i\beta_0)k^2,$$
$$(k_\perp)_n = \frac{\mu_n}{a} + \frac{\zeta a}{\mu_n}, \tag{4б}$$
$$(\delta_\perp)_n = \frac{2\mu_n}{|\zeta_n^{(0)}|},$$

где μ_n — корни уравнения $J_0(x) = 0$.

В области $k_\perp \sim k_\parallel \sim (\beta_0 k^2)^{1/3}$ решения дисперсионного уравнения для H-волн отсутствуют.

Перейдем к вычислению соответствующих полей. Замыкая контур интегрирования (2а), (2б) в верхнюю полуплоскость ζ ($z > 0$), получим следующее выражение для поля E_φ:

$$E_\varphi = -2\pi k \sum_n \frac{N_1(\zeta_n)}{k_{1n}} \frac{D_{A_1}(\zeta_n)}{D'(\zeta_n)} \frac{J_1(k_{1n} r)}{J_0(k_{1n} a)} \exp(i\zeta_n z),$$
$$r \leqslant a, \quad k_{1n} \equiv k_1(\zeta_n). \tag{5}$$

Отсюда находим выражение для парциальной мощности, поглощаемой плазмой:

$$P_n = \begin{cases} \dfrac{8\pi^2 I^2}{c} \dfrac{\lambda_n^2}{\beta_0 k |\zeta| a^3} & (\lambda_n \ll \zeta a) \\[2ex] \dfrac{16\pi^2 I^2}{3c} \dfrac{\beta_0 (ka)^5}{|\zeta|^2 \mu_n^6} & (\mu_n \gg \zeta a) \end{cases}. \tag{6}$$

Суммируя P_n, найдем полную мощность, поглощаемую ионами плазмы:

$$P = \begin{cases} \dfrac{8\pi I^2}{c} \dfrac{\lambda_n^2}{\beta_0 k |\zeta| a^3} & (\lambda_n \ll \zeta a) \\[2ex] \dfrac{16\pi^2 I^2}{3c} \dfrac{\beta_0 (ka)^5}{|\zeta|^2 \mu_n^6} & (\mu_n \gg \zeta a) \end{cases}. \tag{7}$$

Для плазмы с параметрами $n = 10^{13}$, $H = 5$ *кэ*, $\varepsilon_i = 100$ *эв*, $a \gtrsim 10$ *см* и тока $I = 0{,}3$ *ка* полная мощность $P = 100$ *квт*. При этом $\delta_{\parallel} \sim 1$ *см* ($L \lesssim 1$ *см*).

Быстрое спадание амплитуды возбуждаемого поля по координате z ($\delta_{\parallel}/a \ll 1$) позволяет использовать несколько независимых возбуждающих элементов подобной конструкции, в результате чего полная мощность, вводимая в плазму, может быть увеличена.

Таким образом, мы показали, что использование сосредоточенных токов, действительно, позволяет возбудить в плазме хорошо проникающее по радиусу высокочастотное поле ионно-циклотронной частоты. При этом циклотронное поглощение энергии этого поля частицами плазмы позволяет осуществить непосредственный нагрев ионов в установках с большими геометрическими размерами.

Авторы благодарны В. И. Курилко за полезные дискуссии и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ахиезер, А. Г Ситенко, ЖЭТФ, **35**, 116 (1958).
2. А Г. Ситенко, Ю. А. Кирочкин, ЖТФ, **29**, 801 (1959).
3. Н. Л. Цинцадзе, А Д. Патарая, ЖТФ, **30**, 1178 (1960).
4. А Н. Кондратенко, УФЖ, **7**, 371 (1962).
5. E. Cannobio, Nucl. Fusion, **1**, 172 (1960).
6. В. Ф. Алексин, К. Н. Степанов, ЖТФ, **34**, 1210 (1964).
7. В. И. Курилко, О. М. Швец, сб. Взаимодействие заряженных частиц с плазмой, изд. АН УССР, Киев, 1967, стр. 153.
8. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, Коллективные колебания в плазме, Атомиздат, М., 1964.
9. M. A. Rothman, R. M. Sinclair, I. G. Brown, J. C. Hosea, Ph. Fluids, **12**, № 10, 211 (1969).

Поступила в редакцию
20 октября 1970 г.

PLASMA HEATING BY HF FIELD OF ION CYCLOTRON FREQUENCY

O. M. Shvets, P. I. Kurilko

The heating of plasma placed in the magnetic field by means of a turn in which the ion cyclotron frequency current flows is theoretically investigated. HF field distribution over the plasma volume is found. The plasma heating is shown to be realized only in the case of its large geometrical dimensions. The power absorbed by the plasma is calculated and the power is also estimated for concrete parameter values.