

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМОЙ

Р. Р. Рамазашвили, А. Н. Стародуб

Показано, что параметрическое поглощение высокочастотного (ВЧ) излучения миллиметрового диапазона может быть эффективным методом нагрева плазмы в термоядерном реакторе.

Как известно [1], поглощение энергии ВЧ излучения (волны накачки), обусловленное его линейной трансформацией в плазменные волны, происходит в узком слое плазмы, в котором выполнено соответствующее условие резонанса. Напротив, нелинейные механизмы поглощения, связанные с параметрическими неустойчивостями, могут приводить к поглощению энергии волны накачки — и, следовательно, к нагреву плазмы — в большом объеме плазмы. Это обстоятельство отвечает возможности увеличения выхода термоядерной реакции.

В известных к настоящему времени работах (см., например, [2, 3]) обычно обсуждаются возможности поглощения ВЧ излучения миллиметрового диапазона за счет электронного циклотронного резонанса и поглощения ВЧ излучения дециметрового диапазона, частота которого близка к частоте нижнегибридного (НГ) резонанса  $\omega_{Li} (1 + \omega_{Le}^2 \Omega_e^{-2})^{-1/2}$  ( $\omega_{La}$  и  $\Omega_a$  — ленгмюровская и циклотронная частоты  $\alpha$ -сорта частиц плазмы). В нашей работе мы обращаем внимание на возможность сильного параметрического поглощения ВЧ излучения миллиметрового диапазона с частотой порядка частоты кривой ленгмюровской волны (НГ волны). Такое сильное поглощение связано с возбуждением в плазме турбулентного внутреннего поля благодаря процессам нелинейной трансформации волны накачки в плазменные волны.

Рассмотрим закономерности поглощения необыкновенной электромагнитной волны накачки, распространяющейся вдоль оси  $x$  неоднородности плазмы, благодаря параметрическому распаду на две НГ волны ( $\omega_o \approx 2\omega_{Le}$ ).

Для анализа линейной стадии такой параметрической неустойчивости используем уравнение эйконала (ср. с [4] для случая изотропной плазмы), которое в обсуждаемых для будущих термоядерных реакторов условиях [3], когда  $\Omega_e > \omega_{Le} > \omega_{Li} > \Omega_i$ , имеет вид

$$k_x^2(x) = -k_y^2 - k_z^2 + k_z^2 \frac{\omega_{Le}^2(x)}{\omega^2} \left[ 1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k_o^2 v_E^2}{\Omega_e^2} - 64 \left( \frac{\gamma + \tilde{\gamma}}{\omega_o} \right)^2} \right] \dots (1)$$

Здесь  $\mathbf{k} = (k_x(x), k_y, k_z)$  — волновой вектор НГ волны,  $v_E = eE_0/m\omega_0$ ,  $E_0$  — амплитуда,  $y$  — компоненты электрического поля волны накачки,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $\tilde{\gamma}$  и  $\omega$  — декремент затухания и частота НГ волны ( $\omega \approx \omega_0/2$ ),  $\gamma$  — инкремент неустойчивости. Ось  $z$  направлена вдоль вектора внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ .

Распределение плотности электронов можно аппроксимировать следующей зависимостью от координаты  $x$ :  $n_e(x) = n_m(1 - x^2L^{-2})$ , где  $n_m$  — плотность электронов в центре плазмы ( $x = 0$ ). Поэтому уравнение эйконала (1) допускает возможность возбуждения в плазме запертых НГ волн, амплитуды которых в линейном приближении экспоненциально нарастают со временем. Такая ситуация отвечает абсолютной неустойчивости, порог которой дается следующей формулой

$$\frac{k_0^2 v_E^2 \text{пор}}{\Omega_e^2} = 16 \left( \frac{\nu_{ei}}{\omega_0} \right)^2 + 4 \frac{(2n+1)^2 r_D^2}{L^2} \ln \left[ \frac{4L^2}{(2n+1)^2 r_D^2} \right], \quad (2)$$

где  $r_D$  — дебаевский радиус электрона,  $k_0$  ( $\approx \omega_0/c$ ) — волновое число накачки,  $\nu_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений. Первое слагаемое формулы (2), обусловленное столкновительной диссипацией НГ волн, отвечает результату работы [5]. Второе слагаемое, связанное с неоднородностью, в необходимых для будущих термоядерных реакторов условиях (см., например, [3]) является главным и отвечает пороговому значению напряженности поля накачки  $\sim 1$  кВ/см (при  $T_e \approx 1$  кэВ,  $n_e \approx 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $B = 5 \cdot 10^4$  Гс,  $L \approx 200$  см).

При превышении амплитудой напряженности электрического поля накачки порога (2) размер области локализации абсолютной неустойчивости распадается на две НГ волны, равный  $\Delta x \approx 2L [3/\ln(8\sqrt{2}\pi\Omega_e/k_0 v_E)^2]^{1/2}$ , оказывается сравнимым с размером неоднородности плазмы  $L$ .

Оценим величину мощности, поглощаемой плазмой при развитии рассмотренной абсолютной неустойчивости. Обобщая результаты работы [6] на случай магнитоактивной плазмы, для величины мощности, поглощаемой в единице объема неизотермичной плазмы, имеем  $Q = 32n_e T_e \gamma^3 (\omega_{Li} \omega_{Le} k_d r_D)^{-1}$ , где  $k_d = r_D^{-1} \ln^{-1/2}(L^2/r_D^2)$  — распадное волновое число. В случае изотермичной плазмы  $Q = 32n_e T_e \gamma^2 / \omega_{Le}$ . При нахождении величины  $Q$  было учтено, что насыщение параметрической неустойчивости происходит за счет вторичного распада НГ волны на другую НГ волну и ионнозвуковую волну.

Знание величины  $Q$  позволяет оценить эффективную длину релаксации излучения  $l_{\text{эфф}} = cE_0^2/4\pi Q$ , характеризующую поглощение волны накачки. Учитывая, что при превышении порога (2) в несколько раз  $\gamma = k_0 v_E (\omega_0/8\Omega_e)$ , находим, что в неизотермичной плазме

$$l_{\text{эфф}} = 4 \frac{c}{\omega_0} \left( \frac{B}{E_0} \right) \sqrt{\frac{m}{M}} \left( \frac{B^2}{4\pi n_m T_e} \right) \ln^{-1/2} \left( \frac{L^2}{r_D^2} \right), \quad (3)$$

где  $T_e$  — температура электронов,  $M$  — масса ионов. В необходимых для термоядерного реактора условиях [3] величина  $l_{эфф}$  согласно (3) меньше величины  $\Delta x$  при напряженности поля накачки  $\sim 10$  кВ/см и  $T_e > 3$  кэВ, что отвечает возможности эффективного поглощения излучения миллиметрового диапазона. В случае изотермичной плазмы

$$l_{эфф} = (c/\omega_0) (B^2/4\pi n_m T_e). \quad (4)$$

Это значение  $l_{эфф}$  также отвечает возможности практически полного поглощения ВЧ излучения, поскольку в указанных выше условиях  $\Delta x \gg \gg l_{эфф}$ .

Так как согласно (3) и (4) эффективная длина релаксации уменьшается с ростом температуры, то по мере нагрева плазмы эффективность параметрического поглощения возрастает.

Таким образом, нами показано, что параметрическая трансформация необыкновенной волны миллиметрового диапазона в НГ волне должна быть эффективным средством нагрева плазмы до температур, необходимых для протекания термоядерной реакции. Отметим, также, что при использовании такой ВЧ накачки не требуется каких-либо специальных устройств для ее ввода в плазму (см. также [3]).

Авторы благодарят Ю.М. Алиева и В.П. Силина за критическое обсуждение рукописи статьи.

Физический институт  
им. П.Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 ноября 1978 г.

### Литература

- [1] А.Д. Пилия. ЖТФ, 38, 818, 1966; В.Е. Голант, А.Д. Пилия. УФН, 104, 413, 1971.
- [2] А.В. Kitzenko, V.I. Panchenko, K.N. Stepanov, V.F. Tarasenko. Nucl. Fusion, 13, 557, 1973; M.Porkolab. Phys. Fluids, 17, 1432, 1974.
- [3] В.В. Аликаев, В.Е. Голант, К.Н. Степанов. Советско-американский семинар "Системный анализ и конструкции термоядерных электростанций". Изд. НИИЭФА, А, 1974.
- [4] В.П. Силин, А.Н. Стародуб. Аннотации докладов, представленных на Всесоюзный семинар по параметрической турбулентности, 1977, стр. 20.
- [5] Р.Р. Рамазашвили. Письма в ЖТФ, 4, 104, 1978.
- [6] В.Ю. Быченков, В.П. Силин, В.Т. Тихончук. Письма в ЖТФ, 26, 309, 1977.