Краткие сообщения по физике № 5 1983

РАСПАД НАКАЧКИ НА ДВЕ НИЖНЕГИБРИДНЫЕ ВОЛНЫ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

А. Н. Стародуб

УДК 533.9

Выявлено существенное сокращение длины релаксации волны накачки в условиях ее распада на две нижнегибридные волны в замагниченной плазме.

К настоящему времени выполнено значительное число исследований (см., напр., обзор /I/, а также /2,3/) различных нелинейных процессов трансформации электромагнитного излучения в нижнегибридные волны. Интерес к таким процессам обусловлен перспективностью использования электромагнитной накачки с частотой, лежащей в этом диапазоне, для нагрева плазмы в магнитных ловушках. Одним из таких процессов является распад накачки на две нижнегибридные волны. Проведенные ранее исследования оставили без ответа вопрос о максимальном значении инкремента такой неустойчивости в условиях, когда циклотронная частота Ω_e электронов превосходит их ленгмюровскую частоту ω_{Le} ($\Omega_e > \omega_{Le}$). Поэтому ввиду важности выявления условий, в которых взаимодействие накачки с плазмой вследствие распада на две нижнегибридные волны наиболее эффективно, этот вопрос анализируется в данной работе. Проведенный анализ указывает на возможность значительного возрастания инкремента такой неустойчивости: вплоть до значения, отвечающего инкременту двухплазмонного распада в случае изотропной плазмы. Как следствие такого возрастания инкремента, имеет место существенное увеличение поглощаемой плазмой энергии волны накачки.

Для иллюстрации такой возможности рассмотрим случай воздействия на магнитоактивную плазму обыкновенной волны накачки.

Дисперсионное уравнение, отвечающее параметрической трансформации накачки в две нижнегибридные волны в условиях нормального падения ее на плазму, имеет следующий вид:

$$\varepsilon(\omega, \vec{k})\varepsilon(\omega - \omega_0, \vec{k} - \vec{k}_0) = \frac{k_z^2}{\vec{k}^2(\vec{k} - \vec{k}_0)^2} \frac{\omega_{Le}^4}{\omega^2(\omega - \omega_0)^2} \frac{k_z^2 v_E^2}{4\Omega_e^2} \times$$

$$\times \left[\frac{(2\omega - \omega_0)^2\Omega_e^2}{\omega^2(\omega - \omega_0)^2} + \frac{k_y^2 k_0^2}{k_z^4}\right]. \qquad (I)$$

Здесь $\varepsilon(\omega, \vec{k})$ – диэлектрическая проницаемость магнитоактивной плазмы, ω и $\vec{k}$ – частота и волновой вектор возбуждаемых возмущений, ω_0 и $\vec{k}_0$ – частота и волновой вектор накачки, $\vec{v}_E = e\vec{E}_0/m\omega_0$ – скорость осцилляций электронов в электрическом поле накачки. При выводе уравнения (I) предполагалось, что $\Omega_e \gg \omega_{Le}$. Согласно (I) инкремент γ нарастания неустойчивых возмущений, возникающих при распаде накачки на нижнегибридные волны с частотами

$$\omega = \omega_1 \equiv |k_z| k^{-1}\omega_{Le}, \quad \omega_0 - \omega = \omega_2 \equiv |k_z|\, |\vec{k} - \vec{k}_0|^{-1}\omega_{Le}, \qquad (2)$$

равен

$$\gamma = -\frac{1}{2}\nu + \frac{1}{4}\frac{k_0 v_E}{\Omega_e}(\omega_1\omega_2)^{1/2}\left[\frac{k_y^2}{k_z^2} + \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2\Omega_e^2}{\omega_1^2\omega_2^2}\frac{k_z^2}{k_0^2}\right]^{1/2}, \qquad (3)$$

где ν – частота электрон-ионных столкновений.

Первое слагаемое в квадратных скобках в формуле (3) отвечает обычно рассматриваемому случаю распада на две нижнегибридные волны (см., напр., /2/). Наличие второго слагаемого в этих скобках, которое не имеет аналога в плазме изотропной, отвечает возможности увеличения инкремента вследствие возбуждения нижнегибридных волн с различными частотами, когда

$$k_z^2|\omega_1 - \omega_2|\,\Omega_e \gg k_y k_0 \omega_1\omega_2. \qquad (4)$$

При этом в условиях сильного неравенства (4) инкремент рассматриваемой неустойчивости согласно (3) дается выражением

$$\gamma = (1/4)|k_z| v_E |\omega_1 - \omega_2| (\omega_1\omega_2)^{-1/2} - \nu/2. \qquad (5)$$

Проанализируем ниже формулу (5) в следующих двух предельных случаях: $k_0 \gg k$ и $k \gg k_0$.

В том случае, когда волновое число накачки превосходит величину k, согласно (2) имеем $\omega_1 \gg \omega_2 \approx \omega_{Le}|k_z|/k_0$. Поэтому для границы неустойчивости ($\gamma = 0$) получаем

$$k_0^2 v_{E,b}^2 = 4\nu^2 k_0 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2} k_z^{-2}.$$

Отсюда следует, что при $k_0 \gg k$ на пороге неустойчивости одна из возбуждаемых волн распространяется вдоль магнитного поля ($k_x = k_y = 0$), тогда как вторая – практически вдоль направления распространения накачки. Величина порогового значения напряженности электрического поля накачки определяется при этом выражением $k_0^2 v_{E,th}^2 = 4\nu^2 (k_0/k_*)$, где $k_* = \min(k_0, k_{st})$, k_{st} – значение волнового числа k_z, при котором затухание Ландау нижнегибридной волны сравнивается с ее столкновительным затуханием. Соответственно, максимальный инкремент нарастания волн с $k_0 \gg k$ равен

$$\gamma_{max} = (1/4) k_0 v_E (k_*/k_0)^{1/2} - \nu/2. \qquad (6)$$

В противоположном предельном случае, когда $k \gg k_0$, частоты возбуждаемых волн согласно (2) оказываются близкими: $\omega_2 \approx \omega_1 (1 - k_x k_0 k^{-2})$. Поэтому для границы неустойчивости с помощью (5) находим следующее выражение: $k_0^2 v_{E,b}^2 = 4\nu^2 k^4 k_x^{-2} k_z^{-2}$. Отсюда следует, что в этом предельном случае на пороге неустойчивости возбуждаются возмущения, распространяющиеся в плоскости, образованной векторами $\vec{k}_0$ и $\vec{B}$ ($k_y = 0$), причем угол между векторами $\vec{k}$ и $\vec{B}$ составляет 45° ($k_x = k_z$). Величина же порога неустойчивости дается формулой $k_0 v_{E,th} = 4\nu$, в то время как максимальный инкремент определяется выражением

$$\gamma_{max} = (1/8) k_0 v_E - \nu/2, \qquad (7)$$

совпадающим с инкрементом двухплазмонного распада в изотропной плазме (ср. /4/). При этом $\omega_1 \approx \omega_2 \approx \omega_{Le}/\sqrt{2} \approx \omega_0/2$.

Сопоставляя (6) и (7), можно видеть, что с наибольшим инкрементом происходит нарастание нижнегибридных волн, имеющих различные, но близкие частоты. Отметим также, что, поскольку на пороге возбуждаются возмущения с $k_y = 0$, то условие (4) оказывается выполненным.

Сравнивая максимальное значение инкремента (7) с соответствующим значением, полученным ранее (см. /2/), можно сделать вывод о том, что в условиях (4) имеет место увеличение инкремента распада на две нижнегибридные волны. Такое увеличение происходит в (Ω_e/ω_0) раз. Как следствие этого происходит и увеличение поглощаемой в единицу времени в единице объема плазмы энергии волны накачки за счет рассматриваемой параметрической неустойчивости. Например, в условиях насыщения параметрической турбулентности за счет вторичных процессов распада на нижнегибридные волны, когда величина поглощаемой мощности Q пропорциональна кубу инкремента, значение Q возрастает в $(\Omega_e/\omega_0)^3$ раз. В соответствующее число раз происходит и сокращение длины релаксации накачки L, которая равняется

$$L \approx (18\sqrt{8}/\pi)\lambda_0(c/v_E)(mc^2/T_e)(k_d r_D)^2, \qquad (8)$$

где k_d – распадное волновое число, r_D – дебаевский радиус электронов, T_e и m – температура и масса электрона, λ_0 – длина волны накачки в вакууме, c – скорость света.

Если же насыщение параметрической турбулентности в условиях изотермичной плазмы происходит за счет индуцированного рассеяния на ионах, то согласно /2/ длина релаксации уменьшается в $(\Omega_e/\omega_0)^2$ раз и составляет величину

$$L \approx (8/\pi)\lambda_0(mc^2/T_e). \qquad (9)$$

Полученные выше результаты могут быть обобщены на случай произвольной поляризации волны накачки и косого ее падения на плазму. Такое обобщение достигается заменой правой части дисперсионного уравнения (I) на следующее выражение:

Литература

1. M. Porkolab, R. P. H. Chang, Rev. Mod. Phys., 50, 745 (1978).
2. Р. Р. Рамазашвили, А. Н. Стародуб, Письма в ЖЭТФ, 29, 4I (I979); Физика плазмы, 6, 520 (I980).
3. Ж. Ж. Касымов, Р. Р. Рамазашвили, А. Н. Стародуб, Краткие сообщения по физике ФИАН № 6, 3 (I98I).
4. E. A. Jackson, Phys. Rev., 153, 235 (1966).
5. Л. В. Крупнова, В. Т. Тихончук, ЖЭТФ, 77, I933 (I979).