

УДК 533.951

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМЕ С ВИНТОВОЙ СТРУКТУРОЙ (ШИРОМ) МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Н. С. Беллюстин

Рассмотрено распространение электромагнитной волны в плазме с равномерным широм. Обнаружено резонансное взаимодействие волн разных типов в такой периодической среде при определенных значениях шага винта магнитного поля. Исследована трансформация попутных волн в случае, когда магнитное поле изменяется синхронно с поворотом осей эллипса поляризации вследствие фарадеевского вращения. Рассмотрено взаимодействие встречных волн, вызывающее затухание падающей волны в слое плазмы с широм и отражение волны другого типа от такого слоя. Отмечено, что, если шир создан низкочастотной волной в плазме, анализируемая задача может рассматриваться как пример упрощенного описания некоторого нового типа нелинейного взаимодействия электромагнитных волн в магнитоактивной плазме. Указаны возможные приложения полученных результатов.

При решении многих задач о распространении электромагнитных волн в неоднородной (плоскостной) плазме предполагается, что внешнее магнитное поле лежит в определенной плоскости [1]. Тем не менее известно, что нарушение этого условия, например в плазме с винтовой структурой магнитного поля, может приводить к существенному изменению свойств нормальных волн и взаимодействию между ними (см. [2, 3]). В настоящей работе исследуется распространение в плазме с равномерным широм, причем основное внимание уделяется эффектам линейной трансформации волн, носящим резонансный характер, т. е. проявляющимся лишь при определенных условиях синхронизма между волновыми векторами взаимодействующих волн и «винта» внешнего магнитного поля. Фактически речь идет о новом примере параметрического взаимодействия волн на периодических структурах; такие явления, как известно, играют роль для различных приложений. В данном случае винтовая структура магнитного поля может быть связана с низкочастотной волной, распространяющейся вдоль магнитного поля в однородной плазме; поэтому рассматриваемые эффекты представляют интерес как для космической, так и для лабораторной плазмы.

Исходные уравнения для электромагнитного поля в плоскостной плазме удобно записывать в матричной форме:

$$F' = ik_0 \hat{T} F, \quad (1)$$

где

$$F = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} E_x + iE_y \\ E_y + iE_x \\ H_y - iH_x \\ -H_x + iH_y \end{pmatrix}, \quad (1a)$$

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ \alpha + b & -iae^{2i\varphi} & 0 & 0 \\ iae^{-2i\varphi} & \alpha - b & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$$\alpha = \frac{2\varepsilon\eta - (\varepsilon\eta - \varepsilon^2 + g^2) \sin^2 \vartheta}{2(\varepsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta)}, \quad a = \frac{(\varepsilon\eta - \varepsilon^2 + g^2) \sin^2 \vartheta}{2(\varepsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta)}, \quad (16)$$

$$b = \frac{\eta g \cos \vartheta}{\varepsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta};$$

$$\varepsilon = 1 - \sum_j \frac{\omega_{Lj}^2 (\omega + i\nu_j)}{\omega [(\omega + i\nu_j)^2 - \omega_{Hj}^2]}, \quad g = - \sum_j \frac{\omega_{Lj}^2 \omega_{Hj}}{\omega [(\omega + i\nu_j)^2 - \omega_{Hj}^2]}, \quad (17)$$

$$\eta = 1 - \sum_j \frac{\omega_{Lj}^2}{\omega (\omega + i\nu_j)},$$

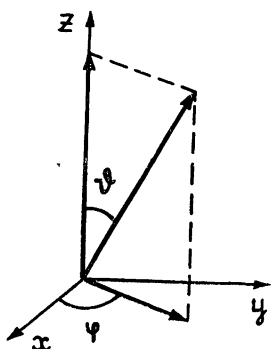


Рис. 1.

ω_{Lj} , ω_{Hj} , ν_j — соответственно ленгмюровские, гирочастоты и частоты соударений различных частиц плазмы, суммирование в (17) ведется по всем сортам заряженных частиц. Углы ϑ и φ в (1а) и (16) определяют ориентацию внешнего магнитного поля (см. рис. 1); штрих в (1) означает производную по координате z , вдоль которой изменяются свойства плазмы и распространяется волна.

Далее будем пренебрегать соударениями ($\nu_j = 0$) и полагать величины (16) постоянными, а угол φ — линейно зависящим от z :

$$\varphi = Kz. \quad (2)$$

1. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУД ВОЛН

В отсутствие винтовой структуры ($a = 0$) система (1) описывает распространение вдоль магнитного поля циркулярно поляризованных волн, амплитуды которых

$$A_1 = \left(\sqrt{n_1} F_1 + \frac{1}{\sqrt{n_1}} F_3 \right) \exp(-ik_0 n_1 z), \quad A_2 = \left(\sqrt{n_2} F_2 + \frac{1}{\sqrt{n_2}} F_4 \right) \times \\ \times \exp(-ik_0 n_2 z), \quad A_3 = \left(\sqrt{n_1} F_1 - \frac{1}{\sqrt{n_1}} F_3 \right) \exp(ik_0 n_1 z), \quad (3)$$

$$A_4 = \left(\sqrt{n_2} F_2 - \frac{1}{\sqrt{n_2}} F_4 \right) \exp(ik_0 n_2 z)$$

остаются неизменными. Здесь

$$n_1 = \sqrt{\alpha + b}, \quad n_2 = \sqrt{\alpha - b} \quad (4)$$

— показатели преломления, A_1 и A_2 — амплитуды волн, бегущих в положительном направлении z , A_3 и A_4 соответствуют волнам противоположного направления.

При $a \neq 0$ для амплитуд (3) из (1) получается система связанных уравнений

$$\begin{aligned}
 A'_1 &= \mu A_2 e^{2iz\Delta} + \mu A_4 e^{2iz\delta}, \\
 A'_2 &= -\mu A_1 e^{-2iz\Delta} - \mu A_3 e^{-2iz\tilde{\delta}}, \\
 A'_3 &= -\mu A_2 e^{2iz\tilde{\delta}} - \mu A_4 e^{2iz\tilde{\Delta}}, \\
 A'_4 &= \mu A_1 e^{-2iz\delta} + \mu A_3 e^{-2iz\tilde{\Delta}},
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

где $\mu = k_0 a/2 \sqrt{n_1 n_2}$, $\Delta = K - k_0(n_1 - n_2)/2$, $\delta = K - k_0(n_1 + n_2)/2$, $\tilde{\Delta} = K + k_0(n_1 - n_2)/2$, $\tilde{\delta} = K + k_0(n_1 + n_2)/2$. Система (5) для амплитуд невозмущенных волн существенно проще и физически нагляднее системы для амплитуд геометрооптических волн в плазме с широм, показатели преломления которых

$$\tilde{n}_{1,2} = \sqrt{a \pm \sqrt{b^2 + a^2}}.
 \tag{6}$$

Если величина a достаточно мала:

$$\frac{|a|}{2\sqrt{n_1 n_2}} \ll n_{1,2}, \quad \frac{|a|}{\sqrt{n_1 n_2}} \ll n_1 \pm n_2,
 \tag{7}$$

то амплитуды волн A_j могут значительно измениться лишь в резонансных условиях

$$\left| K \pm k_0 \frac{n_1 \pm n_2}{2} \right| \leq \frac{k_0 |a|}{2\sqrt{n_1 n_2}}.
 \tag{8}$$

Для приложений существенно, что неравенства (7) не требуют малости угла ϑ . Даже при $n_1 - n_2 \ll n_{1,2}$ они сводятся к условию «квази-продольного распространения»

$$a^2 \ll b^2, \quad \frac{\sin^4 \vartheta}{\cos^2 \vartheta} \ll \frac{4\eta^2 g^2}{(\varepsilon\eta - \varepsilon^2 + g^2)^2},
 \tag{7a}$$

которое может удовлетворяться в широкой области углов ϑ .

При выполнении каждого из неравенств (7) взаимодействует пара волн ортогональных поляризаций, причем эффекты, обусловленные трансформацией попутных и встречных волн, существенно различаются. Рассмотрим эти случаи подробно.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОПУТНЫХ ВОЛН

Возьмем для определенности случай взаимодействия волн 1 и 2, распространяющихся в сторону положительных z при $K \approx k_0(n_1 - n_2)/2$. Изменение амплитуд волн приближенно описывается системой уравнений

$$\begin{cases} A'_1 = \mu A_2 e^{2iz\Delta} \\ A'_2 = -\mu A_1 e^{-2iz\Delta} \end{cases}
 \tag{5a}$$

Поток энергии, переносимой каждой из волн, пропорционален $|A_{1,2}|^2$, поэтому равенство

$$|A_1|^2 + |A_2|^2 = \text{const},$$

вытекающее из (5a), выражает условие сохранения полного потока.

Предположим, что на полупространство плазмы с широм при $z > 0$

падает волна 1 единичной амплитуды: $A_1(0) = 1$, $A_2(0) = 0$. Тогда решение (5а) имеет вид

$$A_1(z) = \left(\cos z \sqrt{\mu^2 + \Delta^2} - i \frac{\Delta}{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2}} \sin z \sqrt{\mu^2 + \Delta^2} \right) e^{iz\Delta},$$

$$A_2(z) = \frac{\mu}{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2}} e^{-iz\Delta} \sin z \sqrt{\mu^2 + \Delta^2}.$$

При этом энергетический коэффициент трансформации

$$T(z) = |A_2(z)|^2$$

есть периодическая функция z с максимальным значением

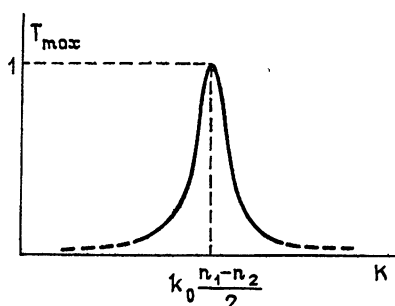


Рис. 2.

$$T_{\max} = \frac{\mu^2}{\mu^2 + \Delta^2}.$$

Величина T_{\max} резко возрастает при условии (7) и достигает единицы, если

$$K = k_0 \frac{n_1 - n_2}{2}, \quad (9)$$

см. рис. 2. Физический смысл условия (9) достаточно прост: изменение угла φ в этом случае происходит синхронно с поворотом осей эллипса поляризации

вследствие фарадеевского вращения. При выполнении равенства (9)

$$A_1(z) = \cos \frac{k_0 |a|}{2 \sqrt{n_1 n_2}} z, \quad A_2(z) = \sin \frac{k_0 |a|}{2 \sqrt{n_1 n_2}} z.$$

Такое решение описывает постепенное изменение поляризации волны, распространяющейся в плазме с широким магнитным полем: сначала волна становится эллиптической и при $z = \pi \sqrt{n_1 n_2} / 2 k_0 |a|$ линейной ($A_1 = A_2$), затем при

$$z = \tilde{L} = \frac{\pi \sqrt{n_1 n_2}}{k_0 |a|} \quad (10)$$

она имеет круговую поляризацию другого знака ($A_1 = 0$, $A_2 = 1$). Таким образом, на расстоянии \tilde{L} происходит полная трансформация в попутную волну другого типа; далее происходит обратная перекачка энергии в волну 1 до $z = 2\pi \sqrt{n_1 n_2} / k_0 |a|$ ($A_1 = 1$, $A_2 = 0$), и затем процесс повторяется периодически с периодом $2\tilde{L}$. При нарушении условия синхронизма (9) в пределах неравенства (8) периодическая перекачка энергии происходит не на 100%, но остается существенной.

3. НЕПРОПУСКАНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ

Рассмотрим взаимодействие волны 1, распространяющейся в положительном направлении z , с волной 4, распространяющейся в направлении отрицательных z , при $K \approx k_0 (n_1 + n_2) / 2$. Приближенные уравнения для амплитуд запишутся в виде

$$\begin{cases} A_1' = \mu A_4 e^{2iz\delta} \\ A_4' = \mu A_1 e^{-2iz\delta} \end{cases} \quad (56)$$

Условие сохранения полного потока, вытекающее из (56), имеет вид

$$|A_1|^2 - |A_4|^2 = \text{const.}$$

Для определенности проанализируем задачу, когда на слой плазмы с широм $0 < z < L$ падает волна I единичной амплитуды: $A_1(0) = 1$, $A_4(L) = 0$. Решая (56), находим

$$A_1(z) = \{(\delta + \sqrt{\delta^2 - \mu^2}) \exp [i(L-z)\sqrt{\delta^2 - \mu^2}] - (\delta - \sqrt{\delta^2 - \mu^2}) \times \\ \times \exp [-i(L-z)\sqrt{\delta^2 - \mu^2}]\} \exp(i\delta z) [(\delta + \sqrt{\delta^2 - \mu^2}) \exp(iL \times \\ \times \sqrt{\delta^2 - \mu^2}) - (\delta - \sqrt{\delta^2 - \mu^2}) \exp(-iL\sqrt{\delta^2 - \mu^2})]^{-1}, \quad (11)$$

$$A_4(z) = i\mu \{ \exp [i(L-z)\sqrt{\delta^2 - \mu^2}] - \exp [-i(L-z)\sqrt{\delta^2 - \mu^2}] \} \times \\ \times \exp(i\delta z) [(\delta + \sqrt{\delta^2 - \mu^2}) \exp(iL\sqrt{\delta^2 - \mu^2}) - (\delta - \sqrt{\delta^2 - \mu^2}) \times \\ \times \exp(-iL\sqrt{\delta^2 - \mu^2})]^{-1}.$$

Особый интерес для исследуемой задачи представляет амплитуда отраженной волны при $z = 0$

$$A_4(0) = - \frac{\mu \sin L \sqrt{\delta^2 - \mu^2}}{\sqrt{\delta^2 - \mu^2} \cos L \sqrt{\delta^2 - \mu^2} + i\delta \sin L \sqrt{\delta^2 - \mu^2}}$$

и энергетический коэффициент отражения от слоя

$$R = |A_4(0)|^2 = \frac{\mu^2 \sin^2 L \sqrt{\delta^2 - \mu^2}}{\delta^2 - \mu^2 \cos^2 L \sqrt{\delta^2 - \mu^2}}. \quad (12)$$

Если $|\delta/\mu| = 1$, то, раскрывая неопределенность в (12), получим

$$R = \frac{\mu^2 L^2}{1 + \mu^2 L^2}, \quad (12a)$$

однако нужно иметь в виду, что в этом случае решение для поля в слое отличается от (11):

$$A_1(z) = \frac{1 + i\delta(L-z)}{1 + i\delta L} e^{i\delta z}, \quad A_4(z) = - \frac{\mu(L-z)}{1 + i\delta L} e^{-i\delta z}. \quad (11a)$$

При условии $|\delta/\mu| < 1$ для полупространства ($L \rightarrow \infty$) имеем

$$A_1(z) = \exp [iz(\delta + i\sqrt{\mu^2 - \delta^2})],$$

$$A_4(z) = \frac{\mu}{\delta - i\sqrt{\mu^2 - \delta^2}} \exp \left[iz \left(\delta + i\sqrt{\mu^2 - \delta^2} \right) \right].$$

Таким образом, в случае падения на полугораниченный слой с широм в интервале K ,

$$k_0 \frac{n_1 + n_2}{2} - \frac{k_0 |a|}{2\sqrt{n_1 n_2}} < K < k_0 \frac{n_1 + n_2}{2} + \frac{k_0 |a|}{2\sqrt{n_1 n_2}}, \quad (13a)$$

циркулярно поляризованной волны 1 электромагнитная энергия полностью отражается в виде волны 4, имеющей другой знак круговой поляризации.

Аналогично можно показать, что в случае падения волны 2 на слой, где

$$-k_0 \frac{n_1 + n_2}{2} - \frac{k_0 |a|}{2\sqrt{n_1 n_2}} < K < -k_0 \frac{n_1 + n_2}{2} + \frac{k_0 |a|}{2\sqrt{n_1 n_2}}, \quad (136)$$

отражается волна 3.

Таким образом, при условиях (13а) и (13б) происходит резонансное отражение волн с трансформацией в волну другого типа. На рис. 3 показана зависимость коэффициента отражения R от K при $\mu L = 3$, построенная по формуле (12). Рассмотренный эффект сильно напоминает резонансное отражение электромагнитной волны от изотропной среды с периодической диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon = 1 + \alpha \cos \tilde{K}z, \quad \alpha \ll 1, \quad \tilde{K} \approx 2k_0. \quad (14)$$

Однако нужно иметь в виду, что в исследуемой здесь задаче показатели преломления всех волн не зависят от z и рассматриваемый эффект — чисто поляризационный. Это приводит к двум существенным отличиям обнаруженного в настоящей работе резонансного отражения от классического примера (14).

1) Отраженная волна всегда имеет противоположную поляризацию, и изменением K нельзя добиться отражения волны того же типа, что и падающая.

2) Отражение может быть лишь в областях (13а) и (13б), и полностью отсутствуют резонансы (зоны непропускания по K) высших порядков на кратных гармониках.

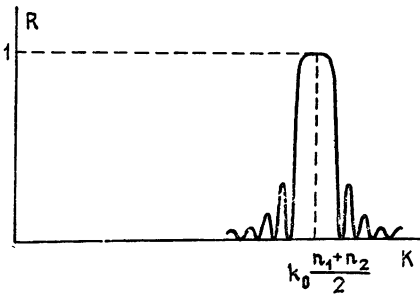


Рис. 3.

4. ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ

В проведенном выше анализе упрощение исходных уравнений проводилось лишь при переходе от системы (5) к (5а) и (5б). Такая возможность пренебречь взаимодействием волн при отсутствии синхронизма достаточно очевидна. Тем не менее нужно отметить, что система (5) имеет точное решение и полученные результаты могут быть обоснованы более строго.

Исключая из (1) F_3 и F_4 :

$$\begin{cases} F_1'' + k_0^2(\alpha + b) = ik_0^2 a e^{2iKz} F_2 \\ F_2'' + k_0^2(\alpha - b) = -ik_0^2 a e^{-2iKz} F_1 \end{cases},$$

и делая замену переменных

$$F_1 = f_1 e^{iKz}, \quad F_2 = f_2 e^{-iKz}$$

(переход к винтовой системе координат), получим систему с постоянными коэффициентами

$$f_1'' + 2iKf_1' + [k_0^2(\alpha + b) - K^2] f_1 = ik_0^2 a f_2,$$

$$f_2'' - 2iKf_2' + [k_0^2(\alpha - b) - K^2] f_2 = -ik_0^2 a f_1,$$

решение которой есть сумма экспоненциальных волн:

$$f_{1,2} = \sum_{m=1}^4 C_{1,2}^{(m)} e^{i\nu_m z}, \quad (15)$$

а ν_m находятся из дисперсионного уравнения

$$(\nu - k_0 n_1 + K)(\nu - k_0 n_2 - K)(\nu + k_0 n_1 + K) \times \\ \times (\nu + k_0 n_2 - K) - k_0^4 a^2 = 0. \quad (16)$$

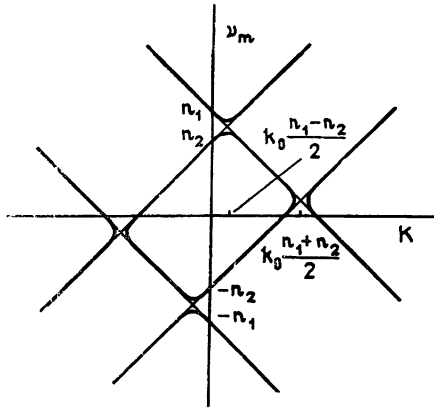


Рис. 4.

Результат (15) позволяет иногда говорить о нормальных волнах «крученной» системы координат в плазме с широм. Этот вопрос более подробно обсуждался в работе [3], где из-за сложности уравнения (16) рассмотрен случай чисто поперечного магнитного поля $\vartheta = \pi/2$, $b = 0$. При этом величины n_1 и n_2 (4) равны, последнее из условий (7) нарушается, и резонансных эффектов нет. Легко убедиться, что алгебраическая проблема анализа корней (16) может быть успешно решена и в интересующем нас случае малых значений a . Если $a=0$, то корни уравнения (16) суть

$$\begin{aligned} \nu_1 &= k_0 n_1 - K, & \nu_2 &= k_0 n_2 + K, \\ \nu_3 &= -k_0 n_1 - K, & \nu_4 &= -k_0 n_2 + K. \end{aligned}$$

Они попарно совпадают при

$$K = \pm k_0 \frac{n_1 \pm n_2}{2}. \quad (17)$$

Учет $a \neq 0$ снимает вырождение корней в точках (17). Считая два других корня (не вырождающихся при $a=0$) в каждой точке (17) такими же, как и при $a=0$, получим для вырождающихся при $a=0$ корней следующие выражения:

$$K \approx k_0 \frac{n_1 - n_2}{2}, \quad \nu_{\pm} = k_0 \frac{n_1 + n_2}{2} \pm \sqrt{\left(K - k_0 \frac{n_1 - n_2}{2}\right)^2 + \frac{k_0^2 a^2}{4n_1 n_2}},$$

$$\begin{aligned}
 K &\approx k_0 \frac{n_1 + n_2}{2}, & v_{\pm} &= k_0 \frac{n_1 - n_2}{2} \pm \sqrt{\left(K - k_0 \frac{n_1 + n_2}{2}\right)^2 - \frac{k_0^2 a^2}{4n_1 n_2}}, \\
 K &\approx -k_0 \frac{n_1 - n_2}{2}, & v_{\pm} &= -k_0 \frac{n_1 + n_2}{2} \pm \sqrt{\left(K + k_0 \frac{n_1 - n_2}{2}\right)^2 + \frac{k_0^2 a^2}{4n_1 n_2}}, \\
 K &\approx -k_0 \frac{n_1 + n_2}{2}, & v_{\pm} &= -k_0 \frac{n_1 - n_2}{2} \pm \sqrt{\left(K + k_0 \frac{n_1 + n_2}{2}\right)^2 - \frac{k_0^2 a^2}{4n_1 n_2}},
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

которые справедливы при выполнении условий (7). На рис. 4 изображены зависимости $v_m(K)$ и отмечены области (8). Точное решение (15) с учетом (18) позволяет описать все рассмотренные выше резонансные эффекты и более строго обосновать полученные результаты.

Отметим, что многие выражения, в частности решение (15), остаются справедливыми и при учете поглощения в среде, когда величины (1в) и (1б) комплексны. Интерпретация результатов при этом усложняется, но можно убедиться, что поглощение «замывает» резонанс.

5. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ И ОЦЕНКИ

Если в плазме с широм распространяется высокочастотная волна

$$v = \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2} \ll 1, \quad u = \frac{\omega_{He}^2}{\omega^2} \ll 1, \tag{19}$$

то величины (1б) примут вид

$$\begin{aligned}
 \sigma &\approx 1, & b &\approx v \sqrt{u} \cos \vartheta, & a &\approx v u \sin^2 \vartheta, \\
 n_{1,2} &\approx 1 \pm \frac{1}{2} v \sqrt{u} \cos \vartheta.
 \end{aligned}$$

В этих условиях винтовая структура магнитного поля может быть связана со спиральной или магнитогидродинамической волной, распространяющейся по магнитному полю в однородной плазме. Для применимости рассмотренной выше модели статического шира к такой задаче необходимо, чтобы частота Ω и скорость v_{ϕ} низкочастотной волны были малы:

$$\Omega \ll \omega, \quad v_{\phi} \ll c \tag{20}$$

Нетрудно показать, что при наличии винтовых структур низкочастотных волн с разными значениями K резонансные эффекты будут при условии

$$\pm k_0 (n_1 \pm n_2) = K_1 + K_2.$$

Поэтому анализируемый в настоящей работе пример нужно рассматривать как вырожденный случай четырехволнового взаимодействия, когда $K_1 = K_2$. При этом величина a в уравнениях (5) пропорциональна квадрату амплитуды низкочастотной волны.

Посмотрим теперь более конкретно, в каких случаях могут проявиться резонансные эффекты трансформации высокочастотных волн на низкочастотных.

Условие взаимодействия попутных волн при учете (19) и (9) принимает вид

$$\frac{\omega_{Le}^2 \omega_{He}}{\omega^2} = 2\Omega n(\Omega), \tag{21}$$

где

$$n(\Omega) = \sqrt{1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\Omega(\Omega \pm \omega_{He})} - \frac{\omega_{Li}^2}{\Omega(\Omega \mp \omega_{Hi})}}$$

— показатель преломления низкочастотной волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля. Равенству (21) с учетом (20) можно удовлетворить в диапазоне спиральных волн

$$\omega_{Hi} \ll \Omega \ll \omega_{He}, \quad n(\Omega) \approx \frac{\omega_{Le}}{\sqrt{\Omega \omega_{He}}}, \quad (22)$$

в магнитогидродинамическом диапазоне частот

$$\Omega \ll \omega_{Hi}, \quad n(\Omega) \approx \frac{\omega_{Le}}{\sqrt{\omega_{He} \omega_{Hi}}}, \quad (23)$$

а также в других случаях. В магнитосфере Земли, например, на расстоянии нескольких земных радиусов от поверхности, $\omega_{Le} \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{He} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{Hi} \approx 50 \text{ с}^{-1}$ ($H_0 \approx 0,02 \text{ Гс}$). Для $\Omega = 280$ ($\tilde{F} = 45 \text{ Гц}$) и $\omega = 2 \cdot 10^6$ ($f = 315 \text{ кГц}$) условие (21) выполняется и происходит трансформация высокочастотной волны на спиральной волне. Характерная длина \tilde{L} (10), на которой происходит смена знака циркулярной поляризации волны при $H_1 = H_0$ ($\sin^2 \theta = 1/2$),

$$\tilde{L} = \frac{\pi}{k_0 u v \sin^2 \theta} = 320 \text{ км}. \quad (24)$$

Для плазмы в тороидальных системах характерные значения параметров

$$\begin{aligned} H_0 &= 5 \cdot 10^4 \text{ Гс}, \quad N_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, \quad \omega_{Le} = 8 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}, \\ \omega_{He} &= 6,8 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{Hi} = 3,7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \end{aligned} \quad (25)$$

и условия (21) выполняются, например, при $\omega = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\Omega = 10^{10} \text{ с}^{-1}$. В этом случае размер \tilde{L} (4) равен 1,1 м при $\theta = 0,1$.

Хуже обстоит дело с эффектом отражения, условие

$$k_0 = K, \quad \omega = \Omega n(\Omega)$$

с учетом (19) и (20) в диапазонах (22), (23) выполнить не удастся. Тем не менее остается интересная возможность отражения высокочастотных волн на ионно-циклотронной волне при $\Omega \ll \omega_{Hi}$, $n \approx \omega_{Li} / \sqrt{\omega_{Hi}(\omega_{Hi} - \Omega)}$. Для параметров (25) и $\omega = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ получим

$$\omega_{Hi} - \Omega = \frac{\omega_{Li}^2 \omega_{Hi}}{\omega^2} = 5,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1},$$

а декремент затухания высокочастотной волны при резонансе $K = \pm k_0(n_1 + n_2)/2$

$$\mu = \frac{k_0 a}{2 \sqrt{n_1 n_2}} = \frac{1}{2} k_0 v \sin^2 \theta = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$$

($\theta = 0,1$), т. е. спадание амплитуды в «e» раз происходит на расстоянии $\approx 70 \text{ см}$.

Приведенные здесь грубые и несколько завышенные оценки свидетельствуют, разумеется, лишь о принципиальной возможности обнаружения указанных в настоящей работе эффектов. В реальной плазме эффекты искажаются поглощением среды, пространственной дисперсией и неоднородностью, что требует дополнительного учета этих факторов. Большой интерес представляет также более полный анализ взаимодействия рассмотренного типа, позволяющий учитывать обмен энергией между высокочастотными и низкочастотными волнами. В частности, перекачка высокочастотной энергии в ионно-циклотронную волну могла бы быть использована для нагрева плазмы.

Автор благодарен Н. Г. Денисову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.
2. I. Fidone, G. Granata, Nucl Fusion, 11, 133 (1971).
3. Е. В. Суворов, Изв. вузов — Радиофизика, 15, № 9, 1320 (1972).

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
28 февраля 1979 г.

RESONANCE EFFECTS IN A PLASMA WITH A HELICAL STRUCTURE (SHEAR) OF THE MAGNETIC FIELD

N. S. Bellustin

Propagation of an electromagnetic wave in a plasma with a uniform shear is considered. Resonance interaction of different types of waves is detected in such a periodic medium with the definite values of the magnetic field helix step. Transformation of accompanying waves is studied for the case, when the magnetic field is synchronously changed with the rotation of polarization ellipse axes due to Faraday rotation. Interaction of opposite waves is considered which cause damping of an incident wave in a plasma layer with a shear and reflection of another type of wave from such a layer. It is noted that if the shear is created by a low-frequency wave in the plasma the problem analysed may be considered as an example of a simplified description of a certain new type of nonlinear interaction of electromagnetic waves in a magnetoactive plasma. Application possibilities of results obtained are indicated.
