

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ НА КОНВЕРСИЮ НЕОБЫКНОВЕННОЙ МОДЫ В БЕРНШТЕЙНОВСКУЮ ВБЛИЗИ ВТОРОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

С.Б. Исаков, В.Н. Цытович

УДК 533.951.2

Обнаружено, что наличие электрон-ионных столкновений с частотой $\nu_{ei} \sim \omega_{He} v_{Te}^2 / c^2$ разрушает бесстолкновительную конверсию необыкновенной моды в бернштейновскую.

В работах [1,2] указано на возможность конверсии необыкновенной волны в бернштейновскую вблизи частоты $2\omega_{He}$ в бесстолкновительной плазме высокой плотности при распространении волн почти поперек магнитного поля. Именно, при $q = q_c \approx 1,13$ ($q = \omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2$, ω_{pe} и ω_{He} — плазменная и электронно-циклотронная частоты) комплексные показатели преломления этих мод совпадают при некотором значении частоты [1], а при $q > q_c$ дисперсионные кривые $N(\omega)$ "пересоединяются", так что при изменении разности $\omega - 2\omega_{He}$ кривые, соответствующие необыкновенной моде, непрерывно переходят в кривые бернштейновской моды и наоборот [2]. В экспериментах по электронному циклотронному нагреву изменение $\omega - 2\omega_{He}$ происходит за счет изменения частоты ω_{He} вдоль направления распространения необыкновенной волны. Таким образом, будет иметь место конверсия необыкновенной волны в бернштейновскую.

В связи с экспериментами по предионизации плазмы электромагнитным излучением с частотой, близкой к $2\omega_{He}$, где нагрев плазмы начинается с весьма низких температур (10-30 эВ), приобретает интерес изучение влияния кулоновских столкновений на бесстолкновительную конверсию.

Рассмотрим этот вопрос, ограничиваясь строго поперечным распространением. Будем использовать результаты работы [3], в которой получены выражения для компонент тензора диэлектрической проницаемости в условиях циклотронного резонанса с точным учетом упругих электрон-ионных столкновений.

Бесстолкновительному пределу отвечает неравенство $\nu \ll \beta^2$, где $\beta = v_{Te}/c$,

$v_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов, c — скорость света, $\nu = \nu_{ei}/\omega_{He}$, $\nu_{ei} = 2\pi n_e e^4 L/m_e^2 v_{Te}^3$ — частота электрон-ионных столкновений при скорости электрона, равной v_{Te} , L — кулоновский логарифм. При этом, как было сказано выше, имеет место конверсия необыкновенной моды в бернштейновскую. В обратном предельном случае $\nu \gg \beta^2$, как показано в /3/, необыкновенная волна лишь слабым поглощением отличается от соответствующей моды холодной плазмы. Следовательно, она существенно отличается от бернштейновской моды (поскольку уже для одной только возможности существования последней необходимо наличие теплового движения), поэтому конверсии не происходит. Из сказанного следует, что в промежуточной области $\nu \sim \beta^2$ при увеличении отношения ν/β^2 конверсия должна исчезнуть. Проследим, как это происходит.

Для построения дисперсионных кривых, которые представляют собой решение дисперсионного уравнения (строго поперечное распространение)

$$N^2 = \epsilon_{yy} - \epsilon_{xy} \epsilon_{yx} / \epsilon_{xx}, \quad (1)$$

используем полученные в /3/ компоненты тензора диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 1 - q/3 - (1/2)qN^2\beta^2 F_{7/2,3}(x_2),$$

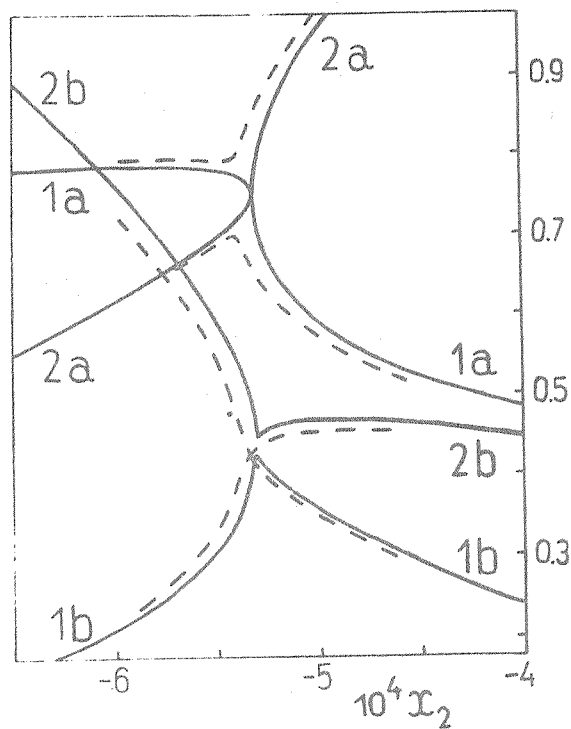
$$\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = i(q/6 + (1/2)qN^2\beta^2 F_{7/2,3}(x_2)),$$

$$F_{7/2,3}(x) = \left(\int_0^\infty u^6 \exp(-u^2/2) du \right)^{-1} \int_0^\infty \frac{u^6 \exp(-u^2/2) du}{x + \beta^2 u^2/2 + i3\nu/u^3},$$

$$x_2 = (\omega - 2\omega_{He})/2\omega_{He}, \quad N = kc/\omega,$$

записанные при произвольном отношении ν/β^2 и дополнительном предположении $\nu \ll \beta$, которое позволяет исключить в ϵ_{ij} слабо зависящие от частоты слагаемые, отвечающие нерезонансной части поглощения /3/.

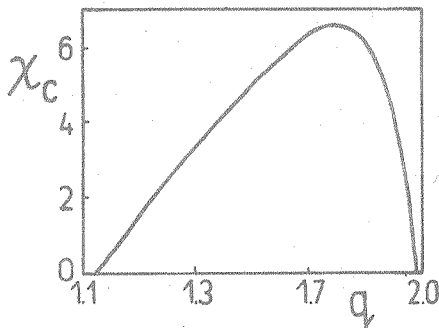
Процессы качественного изменения дисперсионных кривых происходят в узкой области частот $|x_2| \sim \beta^2 \sim \nu$. В этой области $|F_{7/2,3}| \sim \beta^{-2}$, т.е. коэффициент при N^2 в компонентах ϵ_{ij} — порядка единицы, поэтому дисперсионное уравнение (1) является биквадратным по N . Таким образом, имеются два различных решения для $N^2(\omega)$, а следовательно, каждому значению параметра $\chi = \nu/\beta^2$ отвечает семейство четырех кривых: $\text{Re}N_1(\omega)$, $\text{Im}N_1(\omega)$, $\text{Re}N_2(\omega)$, $\text{Im}N_2(\omega)$.



Р и с. 1. Вид дисперсионных кривых вблизи χ_c для $q = 1,5$

На рис. 1 для $q = 1,5$, $H = 35$ кГс, $L = 20$ изображены два таких семейства кривых *) вблизи критического значения параметра $\chi_c \approx 4,4$, при котором происходит переход от одной картины дисперсионных кривых к другой. Сплошные кривые соответствуют значению параметра $\chi_1 = 4,26 < \chi_c$ (соответствующая электронная температура равна 27,1 эВ), пунктирные — $\chi_2 = 4,46 > \chi_c$ (температура 26,6 эВ). Цифрами 1 и 2 на рисунке обозначены соответственно необыкновенная и бернштейновская моды за пределами области, в которой их свойства близки (внутри этой области сами названия мод теряют смысл). Буквы а и б отвечают действительной и мнимой частям показателя преломления.

*) При вычислении функции $F_{7/2,3}$ интегрирование производилось с помощью адаптивной квадратурной подпрограммы QUANC8 /4/.



Р и с. 2. Зависимость χ_c от величины q

Из рисунка видно, что вблизи χ_c происходит пересоединение дисперсионных кривых (подобное тому, которое имеет место в бесстолкновительной плазме вблизи q_c): при $\chi < \chi_c$ дисперсионные кривые необыкновенной моды непрерывно переходят в кривые бернштейновской моды, то есть имеет место конверсия, а при $\chi > \chi_c$ конверсия отсутствует.

На рис. 2 представлена зависимость χ_c от параметра q ($N = 35$ кГц, $L = 20$). Из рисунка видно, что имеется второе критическое значение параметра q , равное приблизительно 1,98, отвечающее верхней границе области значений q , при которых возможна конверсия. Заметим, что в работе [2] приведено отличное значение, равное 1,81. Мы считаем, однако, что оно ошибочно, поскольку наши расчеты являются более детальными (критические значения параметра q , отвечающие бесстолкновительному пределу, представляют собой лишь две точки полученной нами кривой $\chi_c(q)$). Отметим еще, что максимальному значению χ_c , равному 6,6, соответствует температура $T_e = 23$ эВ, ниже которой конверсия невозможна ни при каких q .

Поступила в редакцию 22 ноября 1983 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Lazzaro, G. Ramponi, Plasma Phys., 23, 53 (1981).
2. M. Bornatici et al., Plasma Phys., 23, 89 (1981).
3. С.Б. Исаков, В.Н. Цытович, Препринт ФИАН № 228, М., 1982 г.
4. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер, Машинные методы математических вычислений "Мир", М., 1980 г. гл. 5.