

- [1] Сури́с Р.А., Фо́мин Н.В. // Письма в ЖТФ, 1989. Т. 15. В. 24. С. 33.
- [2] Горько́в Л.П., Ко́пнин Н.Б. // УФН. 1988. Т. 156. В. 1. С. 117-135.
- [3] Фо́мин Н.В. // Письма в ЖТФ, 1990. Т. 16. В. 1. С. 77-79.
- [4] Кля́цкин В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М, 1980. 335 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
25 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 17 12 сентября 1990 г.

04

© 1990

О РАСПРОСТРАНЕНИИ НЕЛИНЕЙНОЙ КОСОЙ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

С.А. Ру́мянцев

Косая ленгмюровская волна (КЛВ), представляющая резонансную ветвь обыкновенной волны [1], удобна для исследования нелинейного взаимодействия волн с плазмой вследствие быстрого изменения дисперсионных характеристик и роста поля волны в окрестности плазменного резонанса [2, 3]. С увеличением интенсивности волны на процесс распространения оказывает возрастающее влияние стрикционная нелинейность, обуславливая самовоздействие КЛВ [2]. Как показано в [4, 5], стрикционное взаимодействие электромагнитных волн с плазмой сильно зависит от движения плазмы. В данной работе исследовано влияние стрикционной нелинейности на взаимодействие КЛВ с плазмой, движущейся вдоль магнитного поля, и найдена пространственная структура поля и параметров плазмы, возникшая в результате взаимодействия, в приближении геометрической оптики.

Рассмотрим стационарное одномерное течение бесстолкновительной плазмы, неоднородной в направлении оси Z , вдоль постоянного магнитного поля $B = B_z$. КЛВ с частотой ω , распространяясь под малым углом α к оси Z в направлении скорости течения V и уменьшения плотности плазмы n , приводит к возникновению ponderomotorной силы, действие которой описывается интегралами уравнений гидродинамики плазмы и излучения [4]. Для малых изменений плотности $\delta n \ll n$, возникающих под действием электрического поля волны $E \ll E_p$, в [4] получено соотношение

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{E^2}{E_p^2} \left(\frac{V^2}{V_S^2} - 1 \right)^{-1}, \quad (1)$$

показывающее, что в области повышенного значения поля плотность падает при дозвуковом ($M = V/V_S < 1$) движении и растет при сверхзвуковом ($M > 1$). Здесь $V_S^2 = (T_e + T_i)/m_i$; $T_e, T_i = \text{const}(z)$ - температуры электронов и ионов; $E_p^2 = 4\omega^2 m_e m_i V_S^2 / e^2$ - плазменное поле. Основные характеристики взаимодействия поля с плазмой, в том числе пространственная структура поля КЛВ, могут быть найдены в нулевом приближении геометрической оптики, используя закон сохранения плотности потока энергии вдоль направления неоднородности плазмы и закон Снелла:

$$S_z = V_{gz} W = V_{gz0} W_0, \quad (2)$$

$$N_{\perp} = N \sin \alpha = N_0 \sin \alpha_0, \quad (3)$$

где $V_g, N, W \propto E^2$ - групповая скорость, показатель преломления и плотность энергии КЛВ, индексом 0 помечены значения в точке старта волны. Затуханием волны пренебрегается. Вблизи гибридного плазменного резонанса, определяемого условием $\Delta = 1 - \mu - \nu + \mu\nu \cos^2 \alpha \approx 0$ ($\mu = \omega_c^2 / \omega^2$, $\nu = \omega_p^2 / \omega^2$, ω_c, ω_p - циклотронная и плазменная частоты электронов), показатель преломления КЛВ в бесстолкновительной плазме с максвелловским распределением электронов представляется в виде [6]

$$N^2 = \frac{-\Delta + \sqrt{\Delta^2 + 4\alpha\beta}}{2\alpha\beta}, \quad (4)$$

где $\beta = T_e / m_e c^2 \ll 1$; α, β - функции μ, ν, α . Компонента групповой скорости КЛВ, параллельная B_z , находится с помощью общего соотношения

$$V_{gz} = c \frac{\cos \alpha \frac{\partial N \cos \alpha}{\partial \cos \alpha} - \frac{\partial N}{\partial \cos \alpha}}{N \frac{\partial \omega N}{\partial \omega}}. \quad (5)$$

Из (1)-(3), используя интеграл $nV = n_0 V_0$ [4] и (4), (5), получим выражения, связывающие изменения поля КЛВ и плотности плазмы:

$$E = E_p \sqrt{\left[\left(\frac{V_0 M}{\nu} \right)^2 - 1 \right] \frac{\delta \nu}{\nu}}; \quad (6)$$

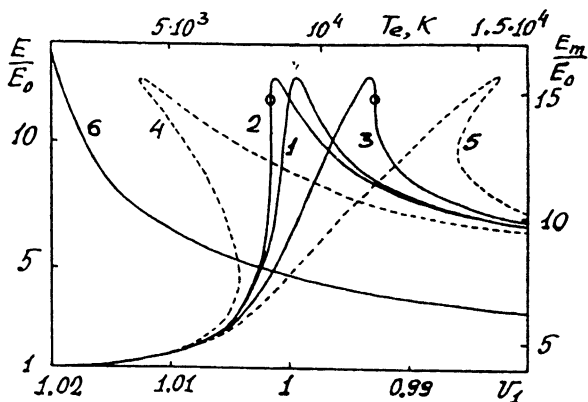


Рис. 1. Пространственная структура поля КЛВ (кривая 1 - $E_0/E_p = 7 \cdot 10^{-5}$; 2 - $E_0/E_p = 2.95 \cdot 10^{-3}$; $M=0.5$; 3 - $E_0/E_p = 7.24 \cdot 10^{-3}$, $M=1.5$; 4 - $E_0/E_p = 7.87 \cdot 10^{-3}$, $M=0.5$; 5 - $E_0/E_p = 1.18 \cdot 10^{-2}$, $M=1.5$) и зависимость максимального значения поля E_m для линейного режима распространения от температуры электронов (6).

$$\frac{\delta v}{v} = \frac{\delta n}{n} = \left(\frac{E_0}{E_p} \right)^2 \frac{V_{ГЗ0}}{\left[\left(\frac{v_0 M}{v} \right)^2 - 1 \right] V_{ГЗ}} \quad (7)$$

Здесь $V_{ГЗ}(u, v, \alpha, \beta)$, $\alpha(u, v, \beta)$ - сложные функции, определяемые из (3)-(5).

Приведенная плотность плазмы v при наличии волны представляется как сумма невозмущенной плотности $v_1(z)$ в отсутствие волны и возмущения $\delta v(v_1)$, обусловленного волной: $v = v_1 + \delta v$. Пространственная структура поля КЛВ $E(v_1)$, найденная из (6), (7), показана на рис. 1 кривыми 1-5. Вычисления выполнены для условий в точке старта волны $v_0 \approx v_{10} = 1.02$, $\alpha_0 = 5$ и $T_e = 0.2 \text{ эВ} \approx 2320 \text{ К}$. Кривая 1 характеризует линейное распространение КЛВ при малых значениях поля и $M \neq 1$, когда влияние стрикционной нелинейности пренебрежимо мало. Распределение поля в этом случае определяется линейной пространственной дисперсией, приводящей к быстрому уменьшению $V_{ГЗ}$ перед точкой трансформации $v \approx 1$ и росту $V_{ГЗ}$ после нее. Максимальное значение поля E_m , достигаемое вблизи $v \approx 1$ при линейном режиме распространения, убывает с ростом T_e , как показывает кривая 6. С ростом E_0 усиливается действие нелинейной дисперсии, т.е. зависимости $V_{ГЗ}$ от E , возникающей вследствие деформации профиля плазмы δv . Для дозвукового движения деформация $\delta v < 0$ и распределение поля сдвигается от кривой 1 к кривой 2. При сверхзвуковом движении $\delta v > 0$ и распределение E сдвигается от кривой 1 к кривой 3. Не-

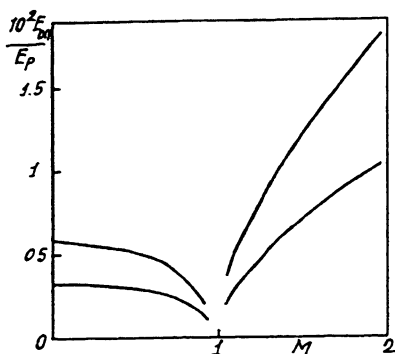


Рис. 2. Зависимость E_{0n} от относительной скорости плазмы (нижние кривые для $T_e = 0,2$ эВ ≈ 2320 К, верхние - для $T_e = 0,5$ эВ ≈ 5800 К).

линейная дисперсия приводит к дополнительному увеличению или уменьшению $V_{г\pm}$ и укрупнению профиля $F(\nu_1)$; при некотором пороговом значении E_{0n} в окрестности точки трансформации $dE/d\nu_1 \rightarrow \infty$. Кривые 2 и 3 на рис. 1 соответствуют этим пороговым значениям E_{0n} для $M < 1$ и $M > 1$ соответственно. Точки опрокидывания показаны на них кружками. Распределения геометрооптического поля для $E_0 > E_{0n}$ в движущейся плазме (кривые 4, 5) показывают, что в зависимости $F(\nu_1)$ возникает неоднозначность, найденная для случая неподвижной плазмы в [2]. Подобные особенности возникают и в распределениях $\delta\nu(\nu_1)$, $N(\nu_1)$. Укрупнение профилей $N(\nu_1)$, $\delta\nu(\nu_1)$ для $E_0 \lesssim E_{0n}$ приводит к нарушению условия применимости геометрооптического приближения и не позволяет использовать его при $E_0 > E_{0n}$. Зависимость E_{0n} от относительной скорости движения плазмы показана на рис. 2. Видно, что в случае дозвукового движения опрокидывание происходит при меньших значениях поля, чем в случае сверхзвукового. Таким образом, уже для малых полей $E \ll E_p$ дисперсия КЛВ, обусловленная стрикционной нелинейностью, приводит к возникновению резкой неоднородности плотности плазмы, поля и показателя преломления волны в резонансной области движущейся плазмы.

Качественно укрупнение профиля $N(\nu_1)$ должно привести к отражению части падающей энергии КЛВ и интерференции полей перед точкой трансформации, возможно также возникновение режима ограничения плотности потока энергии волны, проходящей через область плазменного резонанса [2, 7]. При этом величина E_{0n} (и соответствующая плотность потока энергии КЛВ) является пороговой характеристикой, отмечающей переход от безотражательного распространения КЛВ через плазменный резонанс к режиму с отражением.

- [1] Пилия А.Д., Федоров В.И. Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1984. 265 с.
- [2] Гусakov Е.З., Савельев А.Н. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 7. С. 826-834.
- [3] Бардеев И.Н., Румянцев С.А. / Геомагнетизм и астрономия. 1989. Т. 29. № 5. С. 765-769.
- [4] Андреев Н.Е., Силин В.П., Силин П.В. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 4. С. 1293-1302.
- [5] Амелин В.В., Зелексон Л.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 12. С. 1523-1526.
- [6] Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 719 с.
- [7] Пермьяков В.А. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 2. С. 1478-1485.

Полярный геофизический
институт АН СССР,
Апатиты

Поступило в Редакцию
8 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 17 12 сентября 1990 г.

05.4

© 1990

ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ ВИХРЕЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ
ВОЛНОЙ В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ —
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СВЕРХПРОВОДНИК

Н.И. Ползикова, А.О. Раевский

Проблема взаимодействия магнитостатической волны (МСВ) с пленкой высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) вызывает интерес и обсуждается как в теоретическом, так и в экспериментальном плане [1-5]. В [3-5] был обнаружен эффект электронного поглощения МСВ в структуре феррит-ВТСП. При поглощении электронами спиновой волны кроме уменьшения энергии волны происходит передача ее импульса к электронам ВТСП, что должно приводить к эффектам увлечения. Это может проявиться в возникновении разности потенциалов в разомкнутом проводнике по типу эффектов, наблюдавшихся в слоистых структурах феррит-полупроводник [6, 7]. Цель данной работы — выявить специфику увлечения электронов спиновыми волнами в структурах феррит-ВТСП. Попытка разобраться с этим вопросом уже предпринималась в литературе. В работе [2] было показано, что поле МСВ, проникая в пленку ВТСП, может вызывать в ней движение вихрей с постоянной сред-