Краткие сообщения по физике № 1-1991 г.

УДК 533.91

О НЕЛИНЕЙНОМ СМЕШЕНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Л.М. Горбунов, А.Б. Романов

Показано, что слабое постоянное магнитное поле может увеличивать в неоднородной плазме размер области, в которой происходит нелинейное смешение высокочастотных электромагнитных волн и возбуждение электронных плазменных волн.

Возбуждение плазменных волн при нелинейном смешении высокочастотных электромагнитных волн находит применение для активной диагностики плазмы /1/, ускорения электронов /2/, поддержания квазистационарного тока /3/. Резонансное условие равенства разности частот электромагнитных волн $\omega = \omega_1 - \omega_2$ плазменной частоте $\omega_p = \sqrt{4 \pi e^2 N / m}$ делает процесс возбуждения в изотропной плазме очень критичным к концентрации электронов N. Поэтому в неоднородной плазме волны возбуждаются только в узкой области, где концентрация близка к резонансной $N_0 = m\omega^2/4\pi e^2$, что затрудняет использование нелинейного смешения волн для практических целей.

В данной работе показано, что в достаточно слабом постоянном магнитном поле размер области нелинейного смешения волн возрастает для волновых пучков с поперечными размерами порядка c/ω. Это связано с возможностью сохранения резонанса для необыкновенных волн при одновременном изменении плотности и волнового вектора.

Рассмотрим аксиально симметричный волновой пучок, образованный двумя линейно поляризованными вдоль оси OX волнами с близкими частотами ω_1 и ω_2, распространяющийся в направлении оси OZ в неоднородной плазме с концентрацией N, зависящей от переменной z (рис. 1). Пренебрежем дифракционным уширением пучка в области нелинейного смешения и положим, что электрическое поле волн имеет вид

$$E_{1,2} = E_{10,20} \exp [- (x^2 + y^2)/d^2] \sin (k_{1,2}z - \omega_{1,2}t), \tag{1}$$

где d - ширина пучка; $k_{1,2}$, $E_{10,20}$ - соответственно волновые числа и амплитуды волн. Считаем, что вектор напряженности однородного магнитного поля лежит в плоскости ZOY и составляет угол Θ с осью OZ.

При $\omega_{1,2} \gg \Omega$ усредненная пондеромоторная сила, действующая на электроны плазмы, равна:

$$\mathbf{f} = -\frac{e^2 E_{10} E_{20}}{4m\omega_1\omega_2}\nabla\,[\exp[-2(x^2+y^2)/d^2]\cos(kz-\omega t)], \tag{2}$$

где $k = k_1 - k_2$, $\omega = \omega_1 - \omega_2$, Ω - циклотронная электронная частота. Для определения создаваемых силой (2) возмущений электронной концентрации δn в нулевом приближении геометрической оптики ($kL \gg 1$, L - масштаб неоднородности) используем соотношения, полученные для однородной плазмы /4/:

$$\delta n(\mathbf{r},t) = e^{-2}\mathrm{Re}\int d\mathbf{k}\,\frac{d\omega}{\omega}\exp(i\mathbf{kr} - i\omega t)\left\{k_i\sigma^{(e)}_{ij}\,[\delta_{j\ell} - M^{-1}_{jm}4\pi i\sigma^{(e)}_{m\ell}/\omega]f_\ell(\omega, \mathbf{k})\right\}, \tag{3}$$

где $\sigma^{(e)}_{ij}$ - вклад электронов в тензор электропроводности, $M_{ij} = \epsilon_{ij} - (k^2c^2/\omega^2)(\delta_{ij} - k_ik_j/k^2)$; $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ - тензор диэлектрической проницаемости; $\mathbf{f}(\omega, \mathbf{k})$ - компонента Фурье силы (2).

В одночастичном приближении и в пренебрежении движением ионов для изотропной холодной плазмы входящие в формулу (3) выражения имеют вид: $\sigma^{(e)}_{ij} = ie^2N\delta_{ij}/m(\omega + i\nu)$, $\epsilon_{ij} = \delta_{ij}[1 - (\omega_p^2/\omega(\omega + i\nu))]$, где ν - частота столкновений электронов с ионами. В результате из формул (2) и (3) найдем ($\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$):

$$\delta n = \frac{E_{10}E_{20}\omega_p^2}{64\pi m\omega_1\omega_2\omega^2}\exp(-\rho^2/2d^2)\left(k^2 + \frac{2}{d^2} - \frac{\rho^2}{d^4}\right)\times$$
$$\times\frac{(1 - \omega_p^2(z)/\omega^2)\cos(kz - \omega t) + (\nu/\omega)\sin(kz - \omega t)}{(1 - \omega_p^2(z)/\omega^2)^2 + \nu^2/\omega^2} \tag{4}$$

Если масштаб неоднородности L превышает ширину области резонансного возбуждения волн, то можно принять, что в этой области плотность плазмы изменяется по линейному закону и $\omega_p^2/\omega^2 = 1 - z/L$, где z - расстояние до точки резонанса. Подставив это выражение в формулу (4), найдем характерный размер области возбуждения $\ell_0 = L\nu/\omega$.

Для замагниченной плазмы выражения для $\sigma^{(e)}_{ij}$ и M^{-1}_{jm}, полученные в одночастичном приближении, содержатся в обзоре /5/. Использовав их, получим из формулы (3) в приближении слабого магнитного поля ($\Omega^2/\omega^2 < 1$) и разреженной плазмы ($\omega \simeq kc$):

$$\delta n = \frac{E_{10}E_{20}\omega_p^2}{64\pi m\omega_1\omega_2\omega^2 d^2}\,\mathrm{Re}[\exp(ikz - i\omega t)F(x, y, z)], \tag{5}$$

$$F(x, y, z) = \frac{d^4}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\!\!\int dk_x dk_y \exp\,[ik_x x + ik_y y - (d^2/2)(k_x^2 + k_y^2)]\times$$

$$\times\frac{k^2 + k_x^2 + k_y^2}{i\nu/\omega - z/L - (\Omega^2/\omega^2)\sin^2\vartheta g(k_x, k_y)}. \tag{6}$$

Здесь ϑ - угол между направлением магнитного поля и волновым вектором (рис. 1). Он выражается через угол Θ между осью OZ и направлением магнитного поля $\sin^2\vartheta = [(k_y\cos\Theta - k\sin\Theta)^2 + k_x^2]/(k^2 + k_x^2 + k_y^2)$. Функция $g = (k_x^2 + k_y^2)/(k_x^2 + k_y^2 + k^2)$ связана с непотенциальностью электрического поля в возмущениях концентрации электронов. Ограничимся рассмотрением достаточно узкого пучка ($d \lesssim c/\omega$), для которого эта функция во всей области интегрирования по k_x и k_y близка к единице.

При распространении пучка вдоль магнитного поля ($\Theta = 0$) выражение (6) преобразуется к виду

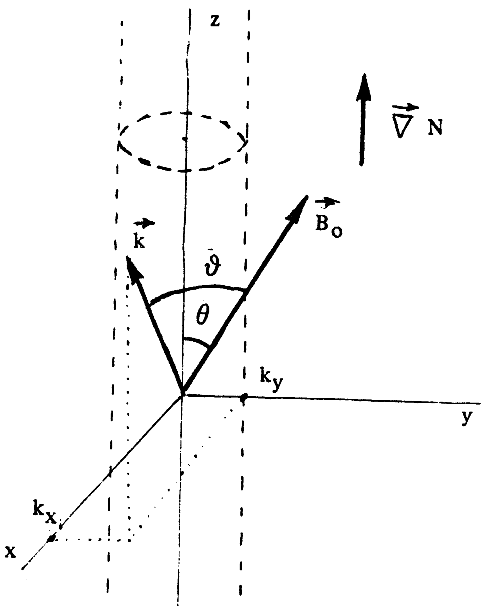
$$F = d^4\int_0^{\infty} dk_\perp k_\perp J_0(k_\perp\rho)e^{-d^2k_\perp^2/2}\,\frac{k^2 + k_\perp^2}{i\nu/\omega - z/L - \Omega^2 k_\perp^2/\omega^2(k^2 + k_\perp^2)}. \tag{7}$$

На оси пучка ($\rho = 0$) интеграл (7) выражается через E_1 - интегральную экспоненту от комплексного аргумента /6/:

$$F(\rho = 0) = \frac{\pi(kd)^4}{i\nu/\omega - z/L - \Omega^2/\omega^2}\left[e^{\gamma p}(1 - p)^2E_1(\gamma p) + \frac{2}{\gamma}(1 - p) + \frac{1}{\gamma^2}(\gamma p + 1)\right], \tag{8}$$

где $\gamma = (kd)^2/2$, $p = 1 + (\Omega^2/\omega^2)(i\nu/\omega - z/L - \Omega^2/\omega^2)^{-1}$.

На рис. 2 показана рассчитанная по формуле (8) величина F , характеризующая амплитуду возбуждаемой плазменной волны $\delta n_0 = (E_{10}E_{20}/4m\omega_1\omega_2)(\omega_p^2/16\pi\omega^2 d^2)$ F при $\nu/\omega = 10^{-2}$, $\gamma = 1/2$



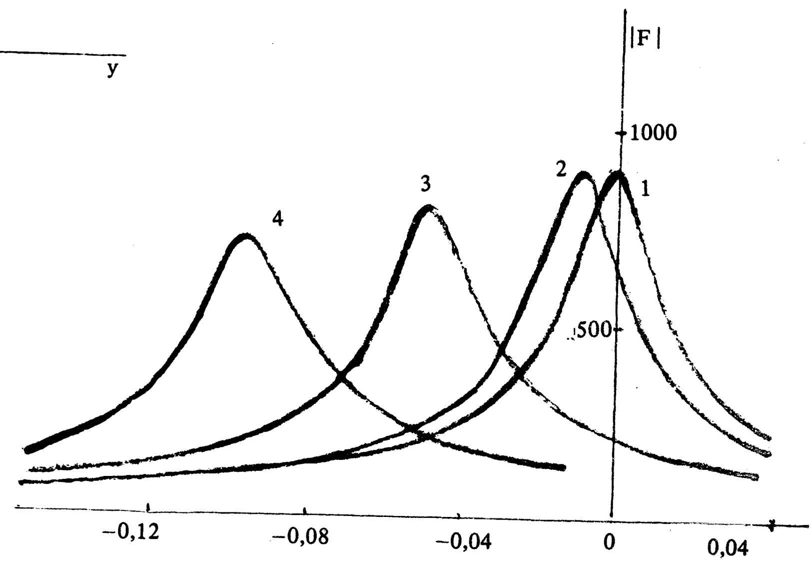


Рис. 1. Схема рассматриваемой модели. Пунктиром показан волновой пучок.

Рис. 2.Изменение безразмерной амплитуды F *возбуждаемой волны с координатой. Кривым* 1, 2, 3, 4 *соответс значения параметра* $(\Omega^2/\omega)^2$, *равные* 0, 10^{-2}, $1{,}5 \cdot 10^{-2}$, 10^{-1}.

Видно, что с увеличением магнитного поля область возбуждения расширяется, амплитуда - ı При $(\Omega/\omega)^2 > \nu/\omega$ ширина области возбуждения определяется магнитным полем и прибли равна $\ell_H \simeq L\Omega^2/\omega^2$.

В качестве примера рассмотрим возбуждение волн в плазменном ускорителе на волне биений PBWA, где вопрос о влиянии неоднородности плазмы стоит весьма остро. Для условий эксперимента /7/ $\omega_p \simeq 10^{-13}$ $с^{-1}$ и диаметр лазерного пучка $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ см. Расширению области возбуждения до масштабов, соизмеримых с масштабом неоднородности, отвечает магнитное поле с напряженностью порядка 100 кГс. При этом, согласно нашим расчетам, снизится амплитуда возбужденной волны. Однако для условий PBWA уровень амплитуды возбуждаемой волны определяется ее нелинейностью, а не диссипацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горбунов Л.М., Романов А.Б. Физика плазмы, **15**, 83 (1989).
2. Chen F. Preprint PPG-1107, UCLA, Los Angeles, 1987.
3. Heikkinen J.A., Karttunen S.J., Salomaa R.R. Nucl. Fusion, **28**, 1845 (1988).
4. Берру М.К., Горбунов Л.М. Физика плазмы, **14**, 1067 (1988).
5. Пустовалов В.В., Силин В.П. Труды ФИАН, **61**, 42 (1972).
6. Справочник по специальным функциям. Под ред. Абрамовица М., Стиган И. М., Наука, 1979, с. 55.
7. Clayton C.E. et al. Phys. Rev. Lett. **54**, 2343 (1985).

Поступила в редакцию 20 октября 1990 г.