

01;04

О магнитном поле ленгмюровских колебаний

© Н.С. Бухман

Мичуринская сельскохозяйственная академия,
Мичуринск, Россия

(Поступило в Редакцию 18 февраля 1997 г.)

Рассмотрено мелкомасштабное квазистационарное магнитное поле, возникающее в плазме при наличии в ней плазменных колебаний. Показано, что это магнитное поле способно приводить к диссипации электромагнитных волн, распространяющихся в плазме.

Пусть в однородной слабостолкновительной плазме существует высокочастотное монохроматическое электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)$. Рассмотрим (в рамках элементарной теории плазмы [1]) движение отдельного электрона в этом поле. Решив уравнение движения электрона, найдя его момент импульса (усредненный по осцилляциям в высокочастотном поле) и воспользовавшись известным гиромагнитным отношением для орбитального движения электрона [2], нетрудно убедиться, что движение электронов плазмы в высокочастотном электрическом поле приводит к возникновению в плазме объемного стационарного магнитного момента

$$\mathbf{M} = \frac{ne^3}{4m^2\omega^3c} \operatorname{Re} \left\{ i [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*] \right\}, \quad (1)$$

где n — плотность плазмы.

В случае поперечной электромагнитной волны формула (1) описывает обратный эффект Фарадея [2]. В данной работе мы рассмотрим случай, когда высокочастотное электрическое поле в плазме связано с существованием в ней плазменных колебаний. Известно [1], что плазменные колебания имеют электростатический характер и могут быть описаны с помощью скалярного потенциала Φ

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\operatorname{grad} \Phi(\mathbf{r}), \quad \Phi = A \exp(i\phi). \quad (2)$$

С учетом (2) формулу (1) можно переписать в виде

$$\mathbf{M} = \frac{ne^3}{4m^2\omega^3c} \left[\operatorname{grad} A^2 \times \operatorname{grad} \phi \right], \quad (3)$$

причем независимо от вида функций $A(\mathbf{r})$ и $\phi(\mathbf{r})$ дивергенция объемного магнитного момента оказывается равной нулю ($\operatorname{div} \mathbf{M} = 0$). Тогда для возбуждаемого в плазме магнитного поля имеем (после решения системы уравнений магнитостатики [3]) $\mathbf{H} = 0$,

$$\mathbf{B} = 4\pi\mathbf{M} = \frac{\pi ne^3}{m^2\omega^3c} \left[\operatorname{grad} A^2 \times \operatorname{grad} \phi \right]. \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что магнитное поле плазменных колебаний отлично от нуля только там, где имеются эти колебания (возникающий в плазме объемный магнитный момент не создает "внешнего" магнитного поля). Видно, кроме того, что возникновение в плазме плазменных колебаний (или электронных плазменных

волн) не приводит к возникновению квазистационарного магнитного поля только в случае параллельности градиентов амплитуды и фазы скалярного потенциала высокочастотного электрического поля (т.е. тогда, когда в плазме имеется единственная плоская плазменная волна, что часто случается в теории и редко в эксперименте).

В общем случае некоррелированных по направлению плазменных волн ("ленгмюровского шума") имеем для возникающего в плазме магнитного поля оценку $B \cong B_{Le}$, где

$$B_{Le} = \frac{\pi ne^3}{m^2\omega^3c} E^2, \quad (5)$$

где E^2 — характерное значение интенсивности поля плазменных колебаний.

В принципе для справедливости оценки (5) достаточно двух плоских волн, распространяющихся под углом порядка 90° друг к другу, практически же речь идет о "газе плазмонов".

Для циклотронной частоты электронов в магнитном поле B_{Le} имеем

$$\omega_c/\omega = (1/2)(n/n_{cr})(W_E/mc^2), \quad (6)$$

где n_{cr} — кинетическая плотность плазмы, W_E — кинетическая энергия осцилляций электрона в высокочастотном электрическом поле, $mc^2 = 0.5$ МэВ — энергия покоя электрона.

Из (6) видно, что в случае $n \cong n_{cr}$ и $W_E < mc^2$ (когда обосновано наше рассмотрение) магнитное поле плазменных колебаний оказывает слабое влияние на движение электронов (что оправдывает проведение рассмотрения в первом неисчезающем по эффекту порядке).

Тем не менее рассматриваемый эффект может оказать существенное влияние на диссипацию электромагнитных волн в плазме, поскольку создаваемое плазменными колебаниями магнитное поле является мелкомасштабным (с длиной неоднородности порядка дебаевской длины) и хаотичным (при ленгмюровском хаосе). Как и кулоновское рассеяние на тяжелых ионах, рассеяние на мелкомасштабном магнитном поле должно приводить к диссипации электромагнитных волн в плазме с "эффективной частотой столкновений" ω_c (6).

Сопоставляя циклотронную частоту (6) с эффективной частотой электрон-ионных столкновений [3], имеем

$$\omega_c/\nu_{ei} = W_E/W_0,$$

$$W_0[eV] = 1.2 \left\{ (Z \ln \Lambda) / (\lambda_0[m] T^{3/2}[eV]) \right\}, \quad (7)$$

где Z — заряд ионов; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм; T — температура электронов; λ_0 — вакуумная длина электромагнитной волны, частота которой равна частоте плазменных колебаний.

В типичной (при исследовании взаимодействия мощных СВЧ волн с плазмой) ситуации [4] $Z \cong 1$, $\ln \Lambda \cong 10$, $\lambda_0 \cong 0.1$ м, $T \cong 10$ эВ имеем $W_0 \cong 4$ эВ. Если кинетическая энергия осцилляций электронов в поле плазменных колебаний превышает это значение, то диссипация электромагнитной волны в такой плазме за счет рассеяния электронов на мелкомасштабном магнитном поле плазменных волн окажется больше обычной диссипации за счет электрон-ионных столкновений и поглощение электромагнитной волны будет контролироваться "аномальной" частотой столкновений ω_c (6).

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- [2] Бредов М.М., Румянцев В.В., Топтыгин И.Н. Классическая электродинамика. М.: Наука, 1985. 400 с.
- [3] Чен Ф. Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987. 398 с.
- [4] Батанов Г.М., Силин В.А. // Тр. ФИАН. 1977. Т. 92. С. 3–34.