Краткие сообщения по физике № 7, 8 — 1992 г.

УДК 533. 9

ОБ ЭФФЕКТЕ РАДИАЦИОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

А.А. Рухадзе, В.А. Стефан

Рассмотрен эффект увлечения тяжелых частиц в плазме при резонансном циклотронном поглощении излучения электронами.

В работе /1/ было предсказано явление увлечения буферного газа при резонансном поглощении света атомами активного газа. Это явление, получившее экспериментальное подтверждение, авторами объяснялось следующим образом. В условиях, когда частота света ω отличается от резонансной частоты поглощения ω_0 на небольшую величину $\Delta\omega = \omega - \omega_0 << \omega_0$, в поглощении света принимают участие только те атомы, скорость которых равна $u = c\Delta\omega/\omega\cos\theta$, где θ — угол между вектором скорости $\mathbf{u}$ и волновым вектором $\mathbf{k}$. В результате появляется скоростная анизотропия распределения активных атомов газа, что, в свою очередь, приводит к анизотропии силы трения газа активных атомов с буферным газом. Как следствие этой анизотропии происходит радиационное увлечение буферного газа. При этом скорость увлечения не совпадает с направлением распространения света, зависит от знака $\Delta\omega$ и может быть даже противоположной вектору $\mathbf{k}$. При полном пренебрежении импульсом поглощенного света направления дрейфов активного и буферного газов противоположны.

Ниже показано, что для газовой плазмы явление увлечения тяжелых частиц, играющих роль атомов буферного газа (нейтральных атомов в случае слабоионизованной плазмы, либо ионов — в случае сильноионизованной плазмы), описывается квазилинейной теорией взаимодействия излучения с электронами плазмы при учете столкновений /2/. Однако до сих пор в плазме оно количественно не изучалось. Данная работа посвящена рассмотрению этого явления на примере циклотронного поглощения волн электронами плазмы.

Для описания электронного циклотронного поглощения волн в столкновительной плазме воспользуемся гидродинамическими уравнениями непрерывности и движения электронов

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} n\mathbf{v} = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \frac{e}{m}\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}\left[\mathbf{v}\times\mathbf{B}\right]\right\} - \nu_e \mathbf{v},$$

полностью пренебрегая тепловым движением последних. Эта система дополняется уравнениями

Максвелла (их здесь мы не выписываем) и предполагается, что в равновесии все электроны обладают направленной скоростью **u**, параллельной внешнему магнитному полю $\mathbf{B}_0$.

Опуская выкладки, приведем окончательный вид дисперсионного уравнения для обыкновенной волны, распространяющейся вдоль магнитного поля /2/:

$$k^2c^2 - \omega^2\epsilon_{eff} = k^2c^2 - \omega^2\left[1 - \frac{\omega_{Le}^2(\omega - ku)}{\omega^2(\omega - ku - \Omega_e + i\nu_e)}\right] = 0.$$

Здесь ω_{Le} — ленгмюровская, а Ω_e — ларморовская частоты электронов плазмы, ϵ_{eff} — эффективная диэлектрическая проницаемость. Это уравнение удобно переписать в виде

$$(\omega^2 - k^2c^2)(\omega - ku - \Omega_e + i\nu_e) = \omega_{Le}^2(\omega - ku).$$

Отсюда видно, что в одночастичном пределе, т.е. при $\omega_{Le} \to 0$, имеются два независимых осциллятора: осциллятор незатухающих колебаний электромагнитного поля с частотой $\omega^2 = k^2c^2$ и осциллятор слабозатухающих колебаний (поскольку считается, что $\Omega_e >> \nu_e$) отдельных электронов с частотой $\omega = ku + \Omega_e - i\nu_e$.

Самосогласованное поле ($\omega_{Le} \neq 0$) связывает два указанных колебательных контура, в результате чего электромагнитное поле поглощается электронами плазмы. В случае плазмы низкой плотности, когда $\Omega_e^2 >> \omega_{Le}^2$, эта связь является слабой и условие резонансного циклотронного поглощения запишется в виде $\omega = kc = ku + \Omega_e$. Отсюда при $u << c$ имеем:

$$\omega = \Omega_e/[1 - (u/c)\cos\theta] \approx \Omega_e(1 + (u/c)\cos\theta).$$

В рассматриваемом случае $\cos\theta = \pm 1$ соответственно при распространении волны в направлении магнитного поля, либо в противоположном направлении.

Перейдем к количественному описанию эффекта радиационного увлечения при циклотронном поглощении пакета электромагнитных волн в термодинамически равновесной максвелловской электронной плазме. Пусть частота поля $\omega > \Omega_e$ (для определенности полагаем $\cos\theta = 1$), причем $\Delta\omega = \omega - \Omega_e << \Omega_e$, а ширина спектра пакета $\delta\omega << \Delta\omega$. Такой пакет волн будет поглощаться электронами, обладающими скоростью вдоль магнитного поля $u = c\Delta\omega/\omega$ в интервале $\delta u = c\delta\omega/\omega$. Их число определяется интегралом

$$\delta n = \frac{n}{\sqrt{2\pi}\, v_{Te}}\int_{u-\delta u}^{u+\delta u} dv e^{-mv^2/2T_e} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{n\delta u}{v_{Te}}e^{-mu^2/2T_e}. \qquad (1)$$

Последнее выражение справедливо, если $\delta u < v_{Te}^2/u$, а $u > v_{Te}$. В результате будет со временем возрастать поперечная энергия этих электронов

$$\mathcal{E}_\perp = \frac{e^2 E_0^2}{m\nu_e} t. \qquad (2)$$

Здесь E_0 — амплитуда электромагнитной волны, причем для простоты принято, что $\nu_e > \Delta\omega = \omega - \Omega_e$, т.е. предполагается, что частота волны лежит в пределах ширины линии циклотронного резонанса.

Формула (2) совместно с (1) предполагает, что поправка $\mathcal{E}_\perp$ мала по сравнению с продольной энергией электронов, т.е. $e^2E_0^2t/m\nu_e \ll \mathcal{E} \equiv mu^2/2$. Вместе с тем, время "нагрева", а точнее, возрастания поперечной энергии должно быть меньше времени $1/\nu_e$, которое характеризует изотропизацию функции распределения электронов, т.е. $\nu_e t < 1$. При этом частицы со скоростью $v = u > 0$ получают дополнительную энергию от поля, а частицы со скоростью $v = -u < 0$ не успевают эту энергию получить; функция распределения электронов в течение всего этого времени остается анизотропной и поэтому будет анизотропным и трение "нагретых" электронов о "буферный" газ (нейтральных атомов, либо ионов). В результате "буферный" газ будет ускоряться по закону:

$$\frac{\partial N_0 M_0 v_0}{\partial t} = m\delta n u \mathcal{E}_\perp \frac{\partial \nu_e}{\partial \mathcal{E}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{n u \delta u}{v_{Te}} e^2 E_0^2 t \frac{\partial \ln \nu_e}{\partial \mathcal{E}} e^{-mu^2/2T_e}. \qquad (3)$$

Здесь N_0, M_0 и v_0 — соответственно плотность, масса и скорость атомов "буферного" газа.

Таким образом, скорость дрейфа атомов "буферного" газа будет расти со временем пропорционально t^2, продольная же энергия при этом будет падать, причем

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - u\mathcal{E}_\perp \frac{\partial \nu_e}{\partial \mathcal{E}} = - u\nu_e \frac{e^2 E_0^2}{m} t \frac{\partial \ln \nu_e}{\partial \mathcal{E}}.$$

Процесс ускорения "буферного" газа прекратится, как только в результате торможения электроны выйдут из резонанса, т.е. когда

$$u\nu_e = \frac{e^2 E_0^2}{m} \frac{t^2}{2} \frac{\partial \ln \nu_e}{\partial \mathcal{E}} = \delta u.$$

В этом суть радиационного увлечения.

В заключение сравним эффект радиационного увлечения с эффектом непосредственной передачи импульса света атомам "буферного" газа при его поглощении резонансными электронами. Считая процесс передачи импульса от электронов к атомам "буферного" газа мгновенным (он происходит за время $\sim 1/\nu_e$), имеем

$$N_0 M_0 \frac{\partial v_0}{\partial t} = \frac{e^2 E_0^2 \delta n}{m\nu_e c} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{n \delta u}{v_{Te}} \frac{e^2 E_0^2}{m\nu_e} e^{-mu^2/2T_e}. \qquad (4)$$

Из сравнения (3) и (4) следует, что при очень малых временах, пока $\nu_e t < u/c$, процесс непосредственной передачи импульса света атомам "буферного" газа преобладает над процессом радиационного увлечения; при обратном же условии преобладающим оказывается процесс радиационного увлечения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. Письма ЖЭТФ, **29**, 773 (1979); ЖЭТФ, **78**, 1672 (1980).

2. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М., Высшая школа, 1988.

Институт общей физики РАН Поступила в редакцию 18 июня 1992 г.