

РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТИЦЫ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ

А.А.Иванов, М.Д.Спектор, Д.А.Франк-Каменецкий

В ряде работ по электронному циклотронному нагреву плазмы [1–4] наблюдалось появление группы электронов высокой энергии (десятки килоэлектронновольт), на много порядков превышающей среднюю энергию электронов плазмы. Механизм циклотронного нагрева рассматривался в ряде теоретических работ [5–7], однако, в них не дано физически ясной картины происхождения горячих электронов. Мы считаем, что это – резонансные частицы, для которых смещенная по Допплеру частота волны совпадает с циклотронной частотой:

$$\omega - \omega_c = k_z V_z. \quad (1)$$

Покажем, что из этого допущения непосредственно вытекает правильная оценка энергии горячих электронов. Для этого воспользуемся дисперсионным уравнением для электронных циклотронных волн, которое с достаточной для наших целей точностью можно записать в приближении холодной плазмы:

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega_c - \omega)} + 1. \quad (2)$$

Близи циклотронной частоты можно пренебречь током смещения и, положив $\omega \approx \omega_c$, записать (2) в виде:

$$k^2 \approx \frac{\omega_0^2 \omega_c}{c^2 k_z |V_z|}. \quad (3)$$

Рассматриваемый волновой пакет должен, конечно, иметь достаточно ширину по k , как это принимается в квазилинейной теории. При волноводном методе нагрева [8] волна распространяется вдоль магнитного поля, т.е. $k = k_z$; тогда из (3) следует

$$k = \left(\frac{\omega_0^2 \omega_c}{c^2 |V_z|} \right)^{1/3} \quad (4)$$

Если статическое магнитное поле неоднородно (например, в ловушках с магнитными пробками), но длина его изменения L достаточно велика, то квазиклассическое приближение применимо при условии:

$$L^2 > \frac{c^2}{4\omega_0^2} \left(\frac{c\omega_c}{\omega_0 |V_z|} \right)^{2/3}.$$

Электрон набирает поперечную составляющую скорости под действием как электрических, так и магнитных, продольную — только под действием магнитных сил. Оценка их отношения из уравнения Максвелла дает:

$$\Delta V_{||} \sim \frac{k V_{\perp}}{\omega} \Delta V_{\perp}.$$

Таким образом, с возрастанием поперечной скорости становится существенное вклад полей волны в продольную скорость. Примем, как это уже делалось в [9], что когда $\Delta V_{||}$ превзойдет ΔV_{\perp} , начнется усиленная диффузия частиц по продольным скоростям, приводящая к уходу из ловушки. Отсюда, достигаемое значение поперечной скорости может быть оценено как:

$$V_{\perp} \sim \frac{\omega}{k} \sim \frac{\omega_c}{k} \quad (5)$$

или подставляя (4):

$$V_{\perp} \sim \left(\frac{\omega_c}{\omega_0} \right)^{2/3} (c^2 |V_z|)^{1/3}. \quad (6)$$

Здесь $|V_z|$ определяется тепловой скоростью основной массы электронов. Отсюда следует оценка поперечной энергии горячих электронов:

$$E_{\perp}^* / mc^2 \sim \left(\frac{\omega_c}{\omega_0} \right)^{2/3} (\bar{E} / mc^2)^{1/3}, \quad (7)$$

где \bar{E} — средняя тепловая энергия электронов.

Таким образом находят себе объяснение основные качественные особенности нагрева: видно, что энергии горячих электронов должны лежать в киловольтном диапазоне, но рассматриваемый механизм никогда не может привести к релятивистским энергиям. Из предлагаемой оценки следует при средней энергии в сотни электроновольт, энергия

горячих электронов $E_1 \sim 50$ кэв, что довольно близко согласуется с результатами измерения рентгеновского излучения плазмы [3, 4] при циклотронном нагреве.

Поступила в редакцию
9 декабря 1969 г.

Литература

- [1] R.A.Dandl et al. Nucl. Fusion, 4, 344, 1964.
- [2] L.A.Ferrari, A.F.Kuckes. Phys. Fluids, 8, 2295, 1965.
- [3] В.В.Аликаев, В.М.Глаголев, С.А.Морозов. Plasma Phys., 10, 753, 1968.
- [4] Б.И.Натрущев, В.П.Гозак, Д.А.Франк-Каменецкий. ЖЭТФ. 56, 99, 1969.
- [5] M.Brambilla. Plasma Phys., 10, 359, 1968.
- [6] A.F.Kuckes. Plasma Phys., 10, 367, 1968.
- [7] H.Grawe. Plasma Phys., 11, 151, 1969.
- [8] В.Е.Голант, В.В.Дьяченко, К.М.Новик. ЖТФ, 36, 1027, 1966.
- [9] A.F.Kuckes. Phys. Lett. 26A, 599, 1968.