Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 500 – 503 *20 мая 1970 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ НАГРЕВА ИОНОВ В ПЛАЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ДРЕЙФОВО-ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМОЙ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ

В.В.Арсенин

Раскачка дрейфово-пучковой (бесстолкновительной токово-конвективной) неустойчивости [1–3] в замагниченной плазме, пронизываемой электронным пучком, сопровождается нагревом (до температуры порядка энергии электрона в пучке) ионов плазмы [4]. Это явление используется для приготовления горячей плазмы в открытой ловушке [5]. Концентрация плазмы, которая может быть нагрета таким способом, ограничена. Если n_1 и n_2 – концентрации электронов в пучке и в покоящейся плазме, a – радиус пучка, R – поперечный размер плазмы, то неустойчивость развивается (в полном соответствии с линейной теорией) лишь при не слишком большом отношении $n_2 a^2 / n_1 R^2$ [6] (см. ниже, условие (2)).

Мы покажем, что с помощью специальной радиосхемы (системы обратных связей), измеряющей колебания электрического поля и управляющей током в пучке, можно возбудить дрейфово-пучковую неустойчивость в плазме существенно более плотной, чем в отсутствие обратных связей. Поскольку при этом пространственная структура колебаний та же и инкремент того же порядка, что и в "естественной" (без обратных связей) неустойчивости, а с точки зрения ускорения частиц безразлично, по какой причине возникло ускоряющее поле, то при достаточно большой амплитуде [1] колебаний следует ожидать нагрева.

Получим условия раскачки.

Направим ось z цилиндрической системы координат по оси скомпенсированного электронного пучка концентрации $n_1(r) = n_1(1 - r^2/a^2)$, пропускаемого через плазму концентрации $n_2(r) = n_2(1 - r^2/R^2)$ вдоль магнитного поля H. Рассмотрим устойчивость пучка относительно возмущений электрического потенциала $\psi = \phi(r)\exp(i\ell\theta + ik_z z - i\omega t)$, θ – азимутальный угол, в предположении $\omega_{Hi} \ll |\omega| \ll \omega_{He}$, $|\omega| \ll k_z v$, где ω_{Hi} и ω_{He} – ионная и электронная циклотронные частоты, v – скорость электронов в пучке. Чтобы не писать дифференциального уравнения, ограничимся квазиклассическими возмущениями $\phi(r) \approx \exp(ik_r r)$, $k_r a \gg 1$. Для представляющих реальный интерес крупномасштабных колебаний надо положить $k_r \sim a^{-1}$.

Предположим, что в объеме пучка распределены источники электронов с интенсивностью $S = s\psi \equi - ic\ell n_1 H^{-1} a^{-2}\Delta(\omega)\psi$. Наблюдаемое на эксперименте волновое число неустойчивого возмущения $\bar{k}_z \approx \pi L^{-1}$, L – длина плазмы. Источник такой структуры реализуется просто модуляцией при постоянной U плотности тока в пучке по закону $\frac{\partial j}{\partial t} = A\psi|_{z=z_0} = A\phi\exp(i\ell\theta + ik_z z_0 - i\omega t)$, где z_0 – координата датчиков потенциала (электрического поля). Действительно, $\int_0^L A\psi|_{z=z_0}\exp(-i\ell\theta - i\bar{k}_z z + i\omega t)dz \equiv \sigma \neq 0$, так что изменение концентрации пучка $(ev)^{-1}\frac{\partial j}{\partial t}$ содержит нужную фурье-гармонику $\exp(ik_z z)$ [2]. При этом $s = (ev)^{-1}\sigma$.

При сделанных предположениях дисперсионное уравнение с учетом источников будет

$$1 = \frac{\omega_1^2}{k^2 v^2} + \frac{2\omega_1^2\ell(1+\Delta)}{k^2 k_z v\omega_{He} a^2} - \frac{2\omega_2^2\ell}{k^2\omega\omega_{He}R^2} + \frac{k_z^2\omega_2^2}{k^2\omega^2} + \frac{m}{M}\,\frac{\omega_1^2+\omega_2^2}{\omega^2}, \quad (1)$$

где ω_1 и ω_2 – ленгмюровские частоты, отвечающие концентрациям пучка и плазмы, m/M – отношение масс электрона и иона, $k^2 = k_r^2 + \ell^2/r^2 + k_z^2$, величина $\Delta(\omega)$ характеризует радиосхему.

Нас интересует случай, когда из двух пучковых членов в (1) больший конвективный, поэтому первое слагаемое в правой части можно опустить. Положим для определенности $\frac{k_z^2}{k^2} n_2 > \frac{m}{M}(n_1 + n_2)$, $\omega_2\ell > kk_z R^2\omega_{He}$. Тогда в

---

[1] Не имея нелинейной теории (ее нет и для "естественной" неустойчивости), нужный для нагрева уровень колебаний возможно установить лишь экспериментально. Можно думать, что амплитуды порядка наблюдаемой в режимах, когда нагрев имеет место без обратных связей, достаточно.

[2] Заботиться об устойчивости остальных гармоник в задаче о возбуждении, в отличие от задач стабилизации (см., например, [7]), не надо.

отсутствие обратных связей ($\Delta = 0$) раскачка ($\mathrm{Im}\,\omega > 0$) моды $\exp(i\ell\theta + ik_z z)$ происходит при

$$\frac{n_1 R^2}{n_2 a^2} > \frac{\ell v}{2k_z R^2 \omega_{He}} \quad . \qquad (2)$$

Пусть теперь Δ – положительная постоянная. Влияние обратных связей в этом случае эквивалентно увеличению $\left|\frac{dn_1}{dr}\right|$ в $1 + \Delta$ раз. Вместо (2) имеем условие раскачки

$$\frac{n_1(1+\Delta)R^2}{n_2 a^2} > \frac{\ell v}{2k_z R^2 \omega_{He}} \quad . \qquad (3)$$

Введение обратных связей позволяет, таким образом, при заданных параметрах пучка возбудить дрейфово-пучковую неустойчивость той же моды в более плотной (в $1 + \Delta$ раз) плазме.

Возбуждение происходит также в случае, когда Δ – комплексная постоянная, поскольку при этом для одного из корней квадратного уравнения (1) $\mathrm{Im}\,\omega > 0$.

Для того, чтобы включение обратных связей вызвало раскачку колебаний, необходимо, очевидно, чтобы чувствительность датчиков потенциала ψ была не ниже уровня ψ в момент включения. Если уровень шумов, имеющихся из-за раскачки неустойчивостей других типов [8], недостаточен, нужное начальное возмущение может быть создано специально, например, начальным возмущением концентрации (тока) пучка $\delta n_1 = A\exp(i\ell\theta)$.

Нетрудно получить условия раскачки и для случаев, когда система реагирует на возмущение не потенциала (поля), а какой-либо другой величины. Например, если $S = \Omega(\omega)\delta n_1$, дисперсионное уравнение получается из уравнения для "свободного" пучка заменой $\omega - k_z v$ в пучковых членах на $\omega - k_z v - i\,\Omega(\omega)$.

Благодарю М.В.Незлина за обсуждения.

Поступила в редакцию
2 апреля 1970г.

Литература

[1] А.Б.Михайловский. ЖТФ. 35, 1945, 1965; АЭ, 20, 103, 1966.

[2] Л.С.Богданкевич, Е.Е.Ловецкий, А.А.Рухадзе. Ядерный синтез, 6, 9, 176, 1966.

[3] В.В.Владимиров. Доклады АН СССР, 162, 785, 1965.

[4] М.В.Незлин, А.М.Солнцев. ЖЭТФ, 45, 840, 1963.

[5] Ю.Т.Байбородов, Ю.В.Готт, М.С.Иоффе, Р.И.Соболев. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 2, 213, IAEA, Vienna, 1969.

[6] М.В.Незлин, М.И.Тактакишвили, А.С.Трубников. ЖЭТФ, 55, 397, 1968.

[7] В.В.Арсенин, В.А.Жильцов, В.А.Чуянов. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 2, 515, IAEA, Vienna, 1969.

[8] М.В.Незлин. ЖЭТФ, 53, 1151, 1967.