

**ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИОННЫХ ЦИКЛОТРОННЫХ
И ИОННОЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ
С ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ
В УСЛОВИЯХ НИЖНЕГО ГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА**

В. И. Фареник, В. В. Власов, А. М. Рожков

В настоящей работе приводятся результаты экспериментов, в которых обнаружено параметрическое возбуждение ионно-циклотронных и ионнозвучковых колебаний плазмы, находящейся в переменном электрическом поле с частотой ω_0 , близкой к частоте нижнего гибридного резонанса $\omega_{LH} = \omega_{pi} (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2)^{-1/2}$.

Как известно [1], в плазме, находящейся в переменном электрическом поле, возможно параметрическое возбуждение различных типов продольных колебаний. Теоретические исследования показали, что, если

частота поля накачки близка к частоте нижнего гибридного резонанса ω_{LH} , то в плазме возбуждаются ионно-циклотронные и ионнозвукковые колебания [2-4]. Распадное возбуждение ионнозвукковых колебаний при частоте накачки $\omega_0 \gtrsim \omega_{LH}$ было обнаружено экспериментально в работе [5]. Изучение этих вопросов представляет большой интерес для выяснения механизма нагрева плазмы электромагнитной волной с частотой $\omega \sim \omega_{LH}$.

В наших экспериментах электрическое поле волны накачки возбуждалось в разряде с осциллирующими электронами в результате развития пучковой неустойчивости плазмы, находящейся в постоянных продольном магнитном и радиальном электрическом полях. Установка и топография постоянных полей описаны в работе [6]. Напряженность магнитного поля изменялась в пределах $H = 200 + 800$ э, анодное напряжение $-U = 1 + 2$ кэ, давление рабочего газа (воздух) $P = (0,5 + 2) \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. Режим работы - стационарный.

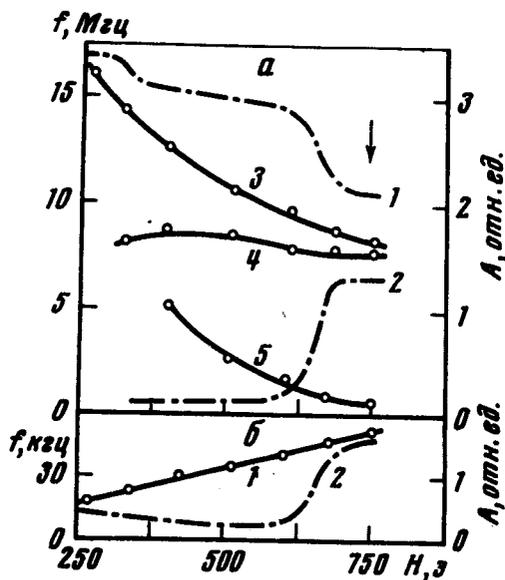


Рис. 1. Зависимость амплитуды A и частоты f колебаний плазмы от величины напряженности магнитного поля H : a - амплитуды волны накачки (1) и ионных ленгмюровских колебаний (2), частоты - f_0 - (3), f_1 - (4), f_2 - (5); b - частота (1) и амплитуда (2) ионных циклотронных колебаний

В используемом разряде возникает азимутальный поток электронов со скоростью $v_\phi = cE_2/H \gg v_{Ti}$ (v_{Ti} - тепловая скорость ионов). В этом случае становится возможным возбуждение высокочастотных колебаний с частотой $\omega = k_\phi v_\phi$ и инкрементом $\gamma \gg \omega_{Hi}$, где $k_\phi = m/r$ - азимутальное волновое число [7]. Экспериментально наблюдаемые колебания имеют $m = 1$, а их частота $2\pi f_0 = \omega_0 = k_\phi v_\phi$. Угол θ ($\cos \theta = k_{||}/k_2$, $k_{||}$, k_\perp - компоненты волнового числа) был близок к $\pi/2$. Азимутальная составляющая поля волны в максимуме $E_\phi \ll 5$ в/см. Как видно из рис. 1, частота $2\pi f_0$ в зависимости от величины напряженности магнитного поля H , могла быть близка к $\omega_{LH} \approx \omega_{pi} \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}$ (плотность плазмы на оси $n_0 = 8 - 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\omega_{pe}^2 \ll \omega_{He}^2$). Именно

в этих условиях наблюдалось параметрическое возбуждение низкочастотных колебаний плазмы.

В спектре колебаний плазмы появляется частота f_1 , смещенная относительно f_0 в сторону меньших частот на величину Δf . Частота

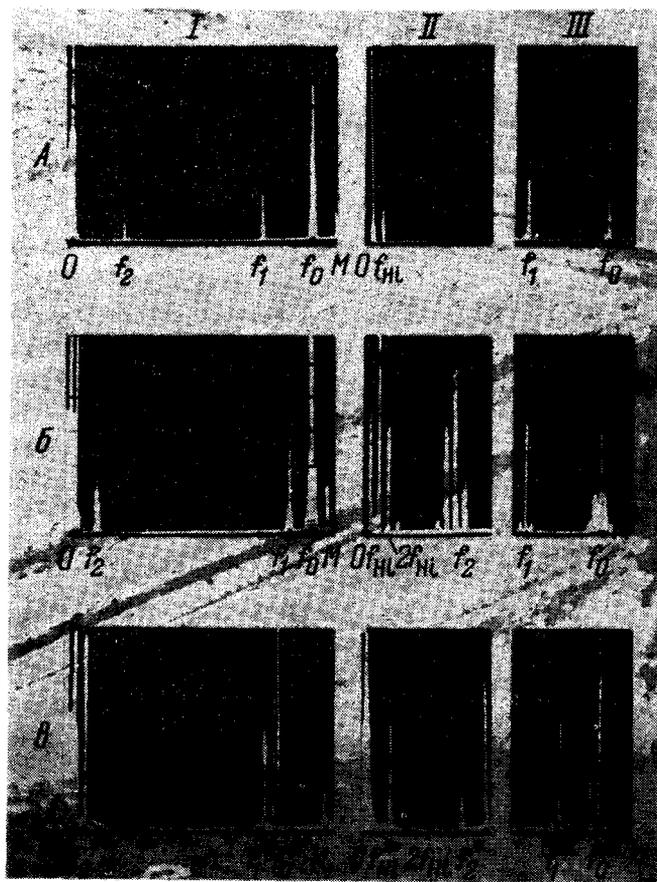


Рис.2. Спектрограммы колебаний плазмы в разряде с осциллирующими электронами (а, б) и в ВЧ разрядной плазме (в), полученные при помощи анализатора спектров С4-8: I – спектры частот от 0 до f_0 . II – низкочастотная часть спектров I, III – высокочастотная часть спектров I (в окрестности частоты f_0); а – $f_M = 11,5$ МГц, $f_0 = 10,4$ МГц, $f_1 = 8,1$ МГц, $f_2 = 2,3$ МГц, $f_{Hj} = 35$ кГц; $H = 500$ э, $U = 1,3$ кВ, $P = 6 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст.; б – $f_M = 8,5$ МГц, $f_0 = 8,2$ МГц, $f_1 = 7,8$ МГц, $f_2 = 0,4$ МГц, $f_{Hj} = 55$ кГц, $H = 700$ э, $U = 1,5$ кВ, $P = 6 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст.; в – $f_M = 11$ МГц, $f_0^* = 8,7$ МГц, $f_1^* = 8,2$ МГц, $f_2 = 0,5$ МГц, $f_{Hj} = 105$ кГц, $H = 470$ э, $P = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст., $n = 10^{10}$ см $^{-3}$. М – частота генератора меток f_M

$2\pi f_1 = \omega_{p1}$. (Распределение плотности по радиусу плазмы неоднородно. При перемещении зонда вдоль радиуса величина частоты f_1 , изменяется пропорционально изменению плотности). Величина $\Delta f = f_2$.

Условие распада $f_0 = f_1 + f_2$ выполняется в широком диапазоне изменения величины f_0 . Однако, эффективная передача энергии низкочастотным колебаниям происходит при $2\pi f_2 = 2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, что соответствует частоте ионнозвуковых колебаний (измеренная электронная температура $T_e = 50 \text{ эв}$, $k_\phi^s = 1$, частота $\omega_s = k_\phi^s v_s = \sqrt{T_e/m_i} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \approx 2\pi f_2$). В этом случае возбуждаются мощные ионно-циклотронные колебания с частотой $2\pi f_{Hi} = eH/m_i c$ (см. рис. 1, б, рис. 2, II б). Для НЧ спектра также выполняются условия распада $f_2^{st} = f_2 \pm f_{Hi}$ (f_2^{st} — частоты "красного" и "фиолетового" спутников ионного звука).

Важной особенностью спектров комбинационных частот является их асимметрия. Преобладание амплитуд "красных" спутников в ВЧ и НЧ спектрах свидетельствует о неустойчивости плазмы относительно низкочастотных колебаний [8].

$dI/dV, \text{omн. ед.}$

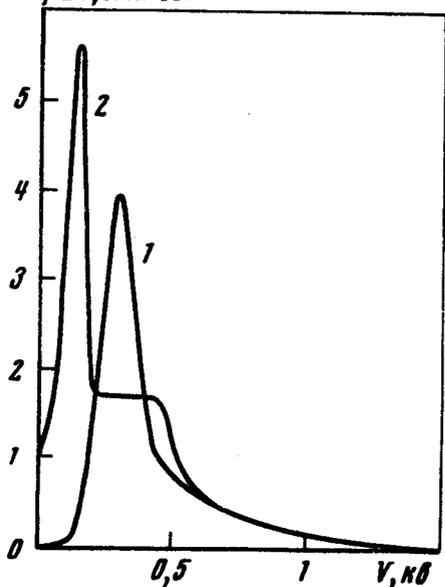


Рис. 3. Энергетические спектры ионов при циклотронном резонансе (1) и при параметрическом возбуждении ионных циклотронных и звуковых колебаний (2). dI/dV — производная функции $I = f(V)$, I — ток коллектора электростатического анализатора, V — задерживающий потенциал

Измерялись энергетические спектры ионов, уходящих из плазмы вдоль направления магнитного поля, в случае развитой резонансной циклотронной неустойчивости [6] и при параметрическом возбуждении ионных волн (см. рис. 3). При циклотронном резонансе происходит эффективный нагрев небольшой группы ионов, а распределение частиц по энергиям почти максвелловское. В случае же параметрического возбуждения ионных звуковых и гироскопических колебаний на функции распределения появляется плато. Это свидетельствует об увеличении средней энергии ионов плазмы.

Были выполнены также эксперименты по возбуждению параметрических неустойчивостей в ВЧ разрядной плазме, когда поле накачки создается внешним ВЧ генератором, работающим на частоте, близкой

к частоте $\omega_{\perp H}$. В ВЧ разрядной плазме с плотностью $n = 2 + 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, находящейся в однородном продольном магнитном поле, переменное электрическое поле $\vec{E} \perp H$ создавалось при помощи двух полуцилиндров, охватывающих плазменный столб. Начиная с некоторого критического уровня ВЧ мощности, наблюдается распад волны накачки на ионную ленгмюровскую ($2\pi f_1^* \approx \omega_{pi}$) и ионнозвуковую ($2\pi f_2^* \approx kv_s$) волны ($f_0^* = f_1^* + f_2^*$). В низкочастотной части спектра наблюдаются ионно-циклотронные колебания с частотой $2\pi f_{Hi}^* = 2(eH/m_i c)$.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору К.Н.Степанову, которому принадлежит инициатива проведения этих исследований.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горькова

Поступила в редакцию
23 июля 1973 г.

Литература

- [1] В.П.Силин. УФН, 108, 625, 1972.
- [2] А.В. Kitsenko, V.I. Panchenko, K.N. Stepanov, V.F. Tarasenko. V European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Grenoble, 1, 113, 1972; ЖТФ, 42, 1996, 1972; ЖТФ, 43, №7, 1973.
- [3] А.А.Иванов, В.В.Параил. ЖЭТФ, 62, 932, 1972.
- [4] J.M. Kindel, H.Okuda, J.M. Dawson. Phys. Rev. Lett., 29, 995, 1972.
- [5] W.M.Hooke, S.Bernabei. Phys. Rev. Lett., 29, 1218, 1972.
- [6] А.М.Рожков, К.Н.Степанов, В.А.Супруненко, В.И.Фареник, В.В.Власов. УФЖ, 14, 1856, 1969; p Plasma Phys., 12, 519, 1970.
- [7] А.Б.Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей, М., Атомиздат 1970, том 1.
- [8] Б.Н.Руткевич. Нелинейные волны в плазме. Харьков, изд. ХГУ, 1973.