

## РЕЗОНАНСЫ АНОМАЛЬНОГО СВЧ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Г. М. Баташов, К. А. Сарксян

Механизм аномального нагрева электронов в замагниченной плазме до сих пор не удалось связать с той или другой неустойчивостью плазмы в СВЧ поле [1]. В настоящей работе с целью выяснения природы данного явления изучены зависимости эффективности нагрева от величины магнитного поля и концентрации заряженных частиц.

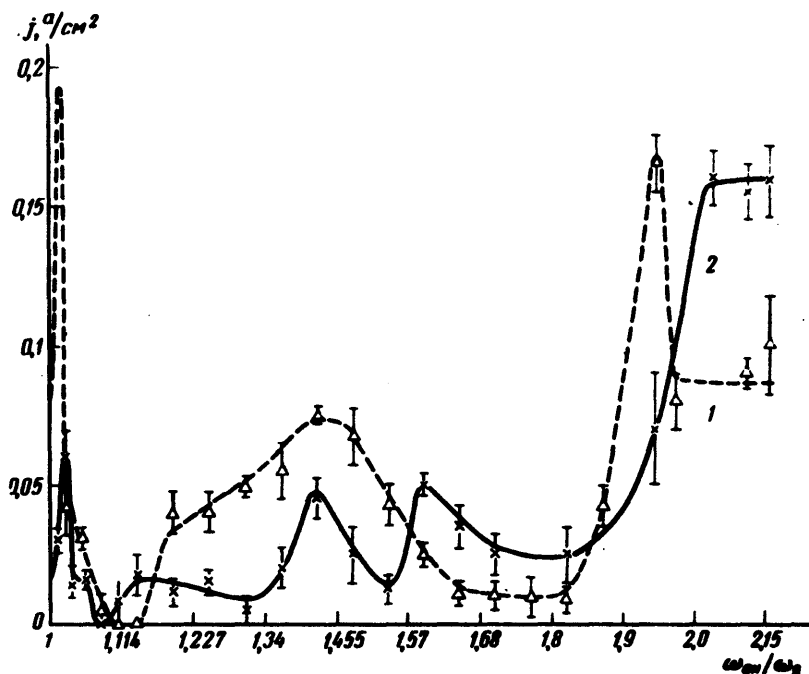


Рис. 1. Зависимость тока быстрых электронов от магнитного поля: кривая 1 -  $n_i/n_{кр} = 0,3$ ;  $E = 3$  кВ/см,  $T_e = 70$  эВ; кривая 2 -  $n_i/n_{кр} = 0,1$ ;  $E = 4,8$  кВ/см,  $T_e = 50$  эВ.  $n_i$  - плотность ионов,  $n_{кр}$  - критическая плотность ионов,  $E$  - напряженность СВЧ поля в волноводе,  $T_e$  - энергия электронов

Экспериментальная установка была аналогична той, которая использовалась в работе [1], но круглый волновод был заменен на прямоугольный. Плазма с  $T_e = 6$  эВ генерировалась искровой пушкой и двигалась вдоль однородного магнитного поля, втекая и вытекая из волновода через его узкие стенки. В волноводе возбуждалась  $TE_{10}$  волна, причем вектор электрического поля волны был перпендикулярен постоянному магнитному полю. Плотность плазмы, ток быстрых электронов и их распределение по радиусу плазменного шнура измерялись с помощью многосеточного зонда, имеющего входную диафрагму диаметром 2 мм.

Измерения показали, что зависимость тока быстрых электронов от магнитного поля немонотонна, если регистрировать только достаточно быстрые электроны, т. е. в случае, когда на зонд подается достаточно большой отрицательный потенциал (рис. 1). Интенсивность потока электронов с энергией  $T_e = 70 \text{ эВ}$  при  $n_i/n_{кр} = 0,3$  имеет три максимума: при  $\omega_{eH}/\omega_0 = 1$ ,  $\omega_{eH}/\omega_0 = 1,4 + 1,5$ ,  $\omega_{eH}/\omega_0 = 1,9 + 2$ . Уменьшение плотности плазмы приводит, как это видно из сравнения кривой 1 и 2 к смещению пиков в сторону больших магнитных полей. Величина этого смещения при  $\omega_{eH}/\omega_0 = 2$  соответствует условию  $(2\omega_0)^2 = \omega_{eH}^2 + \omega_{Le}^2$ , т. е. равенству верхней гибридной частоты второй гармоники внешней частоты. Из хода кривых видно также, что пики при  $\omega_{eH}/\omega_0 = 1$  и  $\omega_{eH}/\omega_0 = 1,5$  также смещаются с уменьшением плотности к большим магнитным полям.

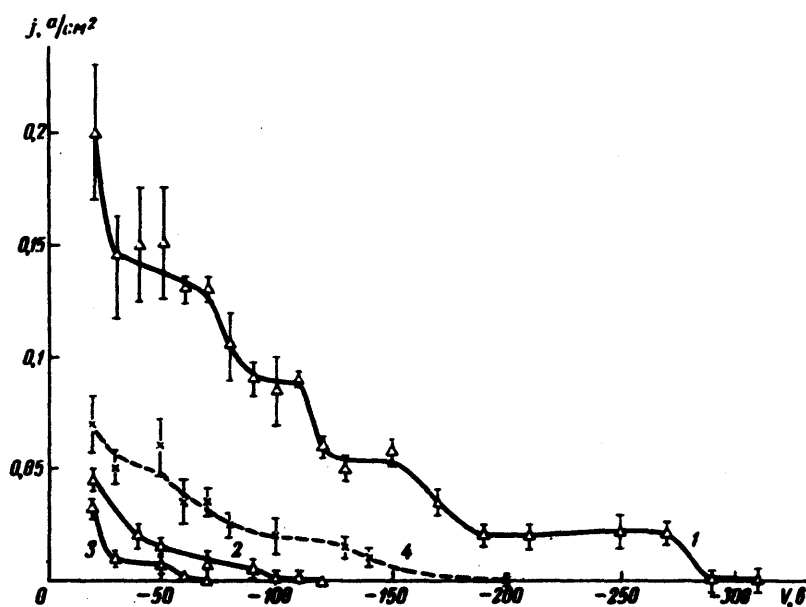


Рис. 2. Зависимость электронного тока от задерживающего потенциала зонда: кривая 1 -  $\omega_{eH}/\omega_0 = 2$ ,  $E = 3 \text{ кВ/см}$ , кривая 2 -  $\omega_{eH}/\omega_0 = 2$ ,  $E = 1,5 \text{ кВ/см}$ , кривая 3 -  $\omega_{eH}/\omega_0 = 2$ ,  $E = 0,8 \text{ кВ/см}$ , кривая 4 -  $\omega_{eH}/\omega_0 < 2$  на 10%,  $E = 3 \text{ кВ/см}$ ;  $\omega_{eH}$  - циклотронная частота электронов,  $\omega_0$  - частота внешнего поля

Такая резонансная зависимость тока быстрых электронов от магнитного поля связана с изменением их спектра при изменении магнитного поля. Из кривых задержки, приведенных на рис. 2, видно, что отстройка по магнитному полю всего лишь на 10% от резонанса  $(2\omega_0)^2 = \omega_{eH}^2 + \omega_{Le}^2$  приводит к уменьшению максимальной энергии частиц в 2 раза. Таким образом, генерация наиболее энергичных электронов происходит в довольно-таки узком интервале значений магнитного поля.

Зависимость тока быстрых электронов от плотности плазмы также носит резонансный характер. Эта зависимость хорошо просматривается

по приводимому на рис. 3 распределению электронного тока по сечению плазменной струи. Распределение тока оказывается осесимметричным. Максимальное значение тока, как видно на рис. 3, приходится на плотность, близкую к критической. Это происходит как при резонансных магнитных полях ( $\omega_{eH}/\omega_0 = 2$ ), так и вдали от резонанса ( $\omega_{eH}/\omega_0 = 2,5$  т. е. значение плотности плазмы, соответствующее максимуму тока, практически не зависит от величины магнитного поля.

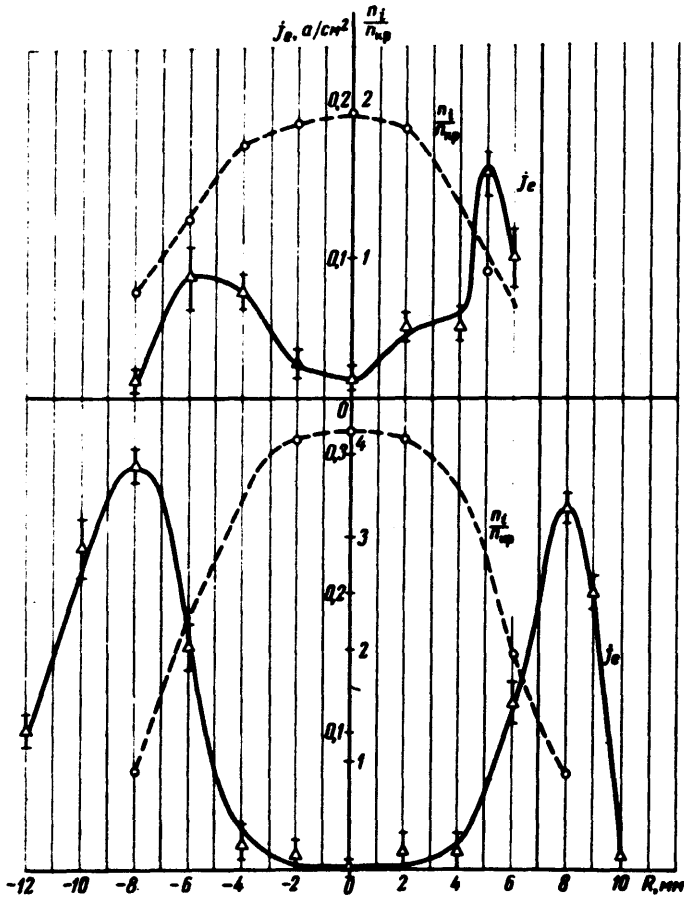


Рис. 3. Распределение тока быстрых электронов по сечению плазменного шнура: а -  $n_i/n_{кр} = 2$ ,  $\omega_{eH}/\omega_0 = 2,5$ ;  $T_e = 110$  эв,  $E = 4,8$  кВ/см; б -  $n_i/n_{кр} = 4$ ,  $\omega_{eH}/\omega_0 = 2$ ,  $T_e = 100$  эв,  $E = 4,2$  кВ/см

Обнаруженные эффекты немонотонной зависимости тока быстрых электронов от магнитного поля и плотности плазмы позволяют связать генерацию быстрых электронов при аномальном нагреве с параметрическим возбуждением потенциальных волн в плазме [2]. Как известно, такая неустойчивость возникает, если гармоника частоты внешнего поля равна частоте продольных высокочастотных волн в плазме. Для второй гармоники такой резонанс возможен в интервале  $\sqrt{4 - (\omega_{Le}^2/\omega_0^2)} \leq \omega_{eH}/\omega_0 \leq$  Именно в этой области и наблюдается резонансное увеличение тока быст-

рых электронов. Максимальное значение тока наблюдается при резонансе второй гармоники на верхней гибридной частоте, что подтверждается смещением резонанса в сторону больших магнитных полей с уменьшением плотности. Электронный пик вблизи  $\omega_{eH}/\omega_0 = 1,5$  может быть связан с резонансом третьей гармоники внешней частоты на второй гармонике моды Бернштейна [3], т. е.  $3\omega_0 = 2\omega_{eH} + \omega_{ri}$  ( $\omega_{ri}$  — нижняя гибридная частота). Заметим, что в этой области возможно возбуждение верхнего и нижнего гибридных резонансов на второй гармонике внешнего поля [4], когда  $2\omega_0 = \omega_{Le} + \omega_{eH}$ . С уменьшением плотности плазмы частота колебаний Бернштейна при  $3\omega_0 = 2\omega_{eH}$  существенно не изменяется, тогда как резонанс для одновременного возбуждения верхней и нижней гибридных частот должен сместиться к большим  $\omega_{eH}/\omega_0$ . Возможно, что это и приводит к расщеплению одного резонансного тока на два.

В области  $\omega_{eH}/\omega_0 \approx 1$  мы также сталкиваемся с генерацией электронов из-за нелинейных эффектов, так как уширение области генерации электронов до  $\omega_{eH}/\omega_0 = 1,1$  не может быть объяснено уширением из-за кулоновских столкновений, эффекта Доплера или линейной трансформации волн в неоднородной плазме. Это подтверждается и зависимостью величины тока электронов от мощности падающей волны: с уменьшением мощности на два порядка нагрев электронов в области  $\omega_{eH}/\omega_0 \approx 1$  исчезает, тогда как он отчетливо наблюдается в области верхнего гибридного резонанса  $\omega_{eH}^2 = \omega_0^2 - \omega_{Le}^2$ , когда возможен эффект нагрева из-за линейной трансформации волн.

Если плотность превышает критическую  $n_{max} > n_{кр}$ , то параметрический резонанс возможен на нижней ветви продольных электронных волн. При этом с ростом плотности для апериодической неустойчивости пороговое поле уменьшается, а инкремент нарастания колебаний увеличивается [5]. Поэтому можно было бы ожидать непрерывного увеличения тока и энергии электронов с ростом плотности. В действительности имеет место максимум вблизи  $\omega_0 \approx \omega_{Le}$ . Видимо, это связано с тем, что наибольшее ускорение электронов вызывают волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля, что имеет место как раз при  $\omega_0 \approx \omega_{Le}$ .

Итак, обнаруженные резонансные пики генерации быстрых электронов лежат вблизи резонансов параметрического возбуждения продольных электронных волн в плазме. Видимо, это совпадение не случайное, а отражает природу явления, так как и в машинном эксперименте [6] группа быстрых электронов появляется в результате их ускорения полем ленгмюровских волн. Поэтому полученные выше результаты позволяют указать частоты, на которых следует искать нелинейное возбуждение плазменных колебаний.

Авторы глубоко признательны В.А.Силину за помощь в работе, Ю.М.Алиеву, Н.Е.Андрееву, Л.М.Горбунову и А.Ю.Кирию за плодотворную дискуссию.

## Литература

- [ 1 ] Г.М.Батанов, К.А.Сарксян, В.А.Силин. Препринт ФИАН №7, 1968; Труды IV Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, стр. 541, Бухарест, 1969; Препринт ФИАН №61, Москва, 1969.
  - [ 2 ] Ю.М.Алиев, В.Н.Силин, Х.Уотсон. ЖЭТФ, 50, 944, 1966.
  - [ 3 ] Н.Е.Андреев. Краткие сообщения по физике (ФИАН), №8, 3, 1970.
  - [ 4 ] Ю.М.Алиев, Д.Зюндер. ЖЭТФ, 57, 1324, 1969.
  - [ 5 ] Н.Е.Андреев, А.Ю.Кирий. Краткое сообщение по физике (ФИАН), №1, 8, 1970
  - [ 6 ] W.L.Kruer, J.M.Dawson. Phys. Rev. Lett., 25, 1174, 1970.
-