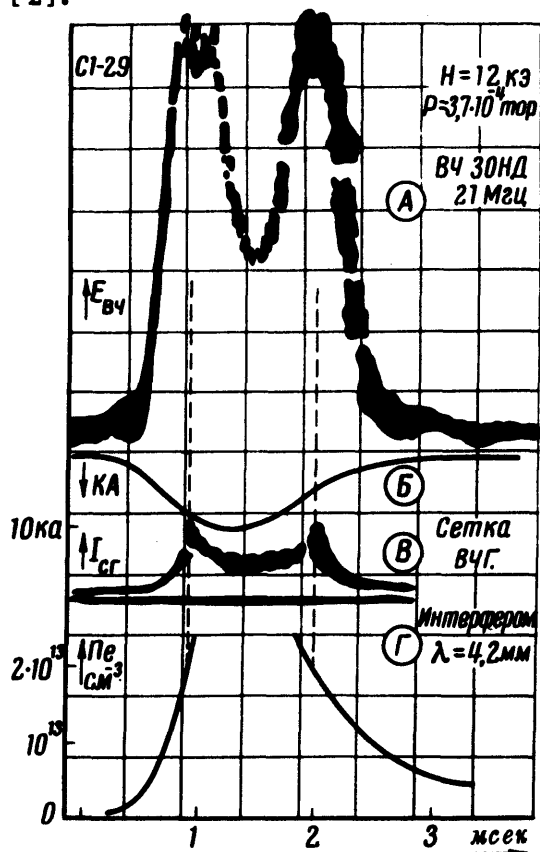


## ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТНО-ЗВУКОВОГО РЕЗОНАНСА В ПЛАЗМЕ УСТАНОВКИ ТОКАМАК

В. Д. Вдовин, О. А. Зиновьев, А. А. Иванов, Л. Л. Козоровицкий,  
В. В. Парилл, Я. Р. Рахимбаев, В. Д. Русанов

В настоящее время достигнуты существенные успехи в нагреве и удержании плазмы током в установках Токамак [1]. Вместе с тем известно, что эффективность джоулевого нагрева плазмы падает с ростом температуры электронов. Поэтому становится актуальной задача нагрева плазмы при помощи переменных электромагнитных полей, в частности, с помощью возбуждения магнитно-звукового резонанса, обеспечивающего проникновение поля в плазму и даже усиление его [2].



а - Поведение во времени  $H_z$  - компоненты БЧ магнитного поля, б - ток разряда, в - ток сетки лампы возбуждающего генератора (21 МГц), г - поведение во времени концентрации электронов (по микроволновому интерферометру)

В работе изучалось возбуждение магнитно-звукового резонанса (МЗР) в тороидальной плазме с током на установке ТМ1-ВЧ, представлявшей собой Токамак [3] с большим радиусом тора  $R = 40$  см, радиусом диафрагмы  $a = 8$  см, стабилизирующим полем  $H_m = 20$  кэ, разрядным током  $I_m = 10$  кА. Давление водорода в камере  $P = (4 \div 8) \cdot 10^{-4}$  тор). Температура электронов, оцененная по проводимости,  $T_e = 70$  эв, концентрация (по микроволновому интерферометру) заряженных частиц  $n \approx 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. МЗ колебания на частоте 21 МГц возбуждались с по-

мощью узкого витка связи, охватывающего плазменный шнур. Регистрация сигнала осуществлялась с помощью магнитных зондов, расположенных внутри лайнера в тени диафрагмы. Один датчик располагался на расстоянии 22 см от центральной плоскости витка возбуждения, вне сечения, ограниченного диафрагмой и мог измерять локальную напряженность ВЧ магнитного поля  $\tilde{H}_z$ , другой датчик охватывал шнур и был удален от области возбудителя на половину периметра тора. Основные измерения проводились в условиях, когда поглощаемая ВЧ мощность ( $P_{\text{акт}} \approx 20 \text{ кВт}$ ) была одного порядка с мощностью джоулевого нагрева продольным током.

На рис. 1 представлены: осциллограмма ЭДС с магнитного зонда — поведение во времени  $\tilde{H}_z$ -компоненты ВЧ магнитного поля, (рис. 1, а) и ток в плазме (б). Длительность импульса генератора составляла 10 мсек и определяла длительность импульса тока. Видно интенсивное возбуждение колебаний в определенном интервале значений концентрации на подъеме и спаде тока. Ход усредненной по сечению концентрации приведен на рис. 1, в (нижняя кривая). В момент максимальной раскачки ВЧ колебаний происходит интенсивный отбор мощности, о чем свидетельствует реакция сеточного тока генераторной лампы (рис. 1, в). Аналогичные осциллограммы были получены с датчика, охватывающего плазменный шнур.

Амплитуда колебаний переменного магнитного поля  $\tilde{H}_z$  сладеет примерно в  $e$  раз на расстоянии 22 см от возбуждающего витка, что позволяет оценить эффективность возбуждения волны узким витком.

Приведем оценку частоты магнитно-звукового резонанса, опираясь на простейшую формулу, считаем вклад продольного волнового числа малым, плазму ограниченной только магнитным полем, поправками, связанными с продольным током и тороидальной неоднородностью пренебрегаем [2]

$$\omega_{\text{рез}} = (2,4/a)(H_0 / \sqrt{4\pi nM}).$$

При  $H_0 = 12 \text{ кэ}$ ,  $a = 7 \text{ см}$  и средней концентрации  $n = 2,3 \cdot 10^{13}$  для вольрода получаем  $f_{\text{рез}} = 30 \text{ МГц}$ . Совпадение с частотой генератора 21 МГц можно считать хорошим, учитывая характер приближений в формуле.

Величина добротности плазмы, оцененная по полуширине резонансной зависимости переменного поля в плазме, оказывается равной  $Q = 5$ . Отметим, что поглощение при очень малых амплитудах возбуждения (использовался генератор стандартных сигналов ГСС-6) было в 3 ÷ 4 раза меньшим, в то же время эта величина достаточно велика по сравнению со значением, определяемым классическими диссипативными механизмами. Наиболее существенным с нашей точки зрения является факт эффективного возбуждения и поглощения ВЧ мощности на спаде тока, когда электроны уже нагреты и интенсивность джоулевого нагрева падает.

Контрольные эксперименты, проделанные в режиме относительно большой мощности генератора  $P \approx 200 \text{ кВт}$  при длительности импульса  $\tau \approx 500 \text{ мсек}$ , показали, что эффективность поглощения в этом случае остается столь же высокой.

Величина добротности, полученная в эксперименте, не противоречит теории, предсказывающей существование нелинейных диссипативных механизмов с очень низкими порогами ↔, но не может быть получена на основе механизмов классической диссипации, в том числе механизмов линейной трансформации.

Нетрудно показать, что магнитно-звуковая волна с частотой  $\Omega \approx \omega_{hi}$  может распадаться на сумму двух волн: ионно-циклотронную, дрейфовую волну с частотой  $\omega_* \ll \omega_{hi}$  и  $k\rho_{Li} > 1$  при выполнении условия:

$$u^2 > v_{Ti}^2 \frac{\omega_*}{k^2 \rho_{Li}^2 \omega_{hi}}.$$

Здесь  $\rho_{Li} = \frac{v_{Ti}}{\omega_{hi}}$ ;  $\omega_* = \frac{k_L \kappa c T_e}{eH}$ ;  $R = \frac{1}{\kappa}$  – размер неоднород-

ности плазмы,  $u = \Omega R (\tilde{H}/H_0)$  – скорость электронов в поле магнитно-звуковой волны. Поскольку  $\omega_* \ll \omega_{hi}$  и  $k\rho_{Li} > 1$ , то пороговая скорость раскачки много меньше тепловой скорости ионов; в условиях описанного выше эксперимента раскачка происходит при  $\tilde{H} \gg 10$  э.

Из уравнений распада следует, что :

$$\frac{\partial W_{MЗ}}{\partial t} = - \sum_a (\gamma_{La} - \gamma_{нел}) W_a, \text{ где:}$$

$W_{MЗ}$  – плотность энергии магнитно-звуковых волн,  $\gamma_{La}$  – линейный декремент затухания волны индекса  $a$ ,  $\gamma_{нел}$  – инкремент нарастания ионно-звуковых и дрейфовых волн. Поскольку декремент затухания циклотронной волны, характеризующий степень ее поглощения плазмой, много больше инкремента нарастания волн в результате распада, то поглощение энергии магнитно-звуковой волны определяется именно линейным декрементом. Так как на конечной стадии распада  $W_{MЗ} \sim W_c$ , то добротность системы определяется выражением  $Q = \Omega/2\gamma_{Lc}$  и для описанных выше экспериментов составляет величину  $Q \lesssim 10$ .

Авторы выражают благодарность Е.К.Завойскому за постоянный интерес к работе, Л.А.Арцимовичу за поддержку в постановке экспериментов и стимулирующие дискуссии. Авторы искренне благодарят также Д.П.Иванова, С.В.Мирнова, Г.Ф.Жалудя, М.К.Романовского, К.И.Тараканова, А.В.Титова, Д.А.Щеглова за помощь и участие в работе.

Поступила в редакцию  
7 июля 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] Л.А. Арцимович, Е.П.Горбунов, С.В.Мирнов, В.С.Стрелков и др. Доклад на IV Междунар. конф. по исследованию в области физики плазмы и управляемых термоядерных реакций. Мэдисон, США, 1971.

- [ 2 ] В.Д.Вдовин, А.А.Иванов, Л.Л.Козоровицкий, В.Д.Русанов, Д.А.Франк-Каменецкий и др. Докл. на Междунар. симпозиуме по тороидальным системам. Дубна, 1969.
- [ 3 ] Л.А.Арцимович. Замкнутые плазменные конфигурации. М., Изд. Наука, 1969; Д.П.Иванов, Д.С.Парфенов. Доклад С-21/144 на II Междунар. конф. по физике плазмы и управляемому ядерному синтезу. Калэм. 1965.
-