

04

Альфвеновские колебания в омических разрядах с убегающими электронами в токамаке ТУМАН-3М

© А.С. Тукачинский¹, Л.Г. Аскинази¹, И.М. Балаченков²,
А.А. Белокуров¹, Д.Б. Гин¹, Н.А. Жубр¹, В.А. Корнев¹,
С.В. Лебедев¹, Е.М. Хилькевич¹, И.Н. Чугунов¹, А.Е. Шевелев¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

² Санкт-Петербургский политехнический институт Петра Великого

E-mail: a.tukachinsky@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 7 августа 2016 г.

Исследование механизмов генерации альфвеновских волн в плазме является важным, поскольку взаимодействие этих волн с энергичными частицами в токамаке-реакторе может привести к увеличению потерь энергии и рабочего вещества и соответствующему снижению эффективности нагрева плазмы, а при определенных обстоятельствах — к разрушению конструктивных элементов установки. Несмотря на то, что вопросы возбуждения альфвеновских волн надтепловыми частицами в режимах с дополнительным нагревом изучались подробно, физика механизмов возбуждения этих волн в разрядах с омическим нагревом плазмы остается недостаточно исследованной. Показано, что существенным фактором, влияющим на развитие альфвеновских колебаний в омических разрядах, является наличие убегающих электронов. Предложен физический механизм, объясняющий обнаруженную взаимосвязь.

Возбуждение альфвеновских волн в разрядах с омическим нагревом плазмы наблюдалось в ряде экспериментов [1–3] и др. Неизотропное возмущение скорости, вносимое в периферийную плазму в результате перезарядки газа, поступающего со стенок, предложено для объяснения наблюдаемых волн в токамаке TFTR [1]. На ASDEX Upgrade дрейфовая альфвеновская турбулентность рассматривалась в качестве механизма возбуждения альфвеновских колебаний (АК) [2]. На токамаке MAST для объяснения возбуждения АК предложено ударное возмущение за счет перезамыкания силовых линий магнитного поля [3]. Таким образом, общепринятой физической модели существования АК в отсутствие энергичных ионов не существует и необходимы дополнительные исследова-

дования механизмов их генерации. Представленное ниже исследование направлено на выявление этих механизмов и на определение условий, способствующих возбуждению АК в омических разрядах.

На токамаке ТУМАН-3М в омическом режиме с помощью магнитных зондов недавно были обнаружены высокочастотные колебания в диапазоне частот порядка 1 МГц. Было установлено [4], что частота этих колебаний f_0 меняется при варьировании параметров в водородной и дейтериевой плазмах по тому же закону, что и альфвеновская скорость V_A :

$$f_0 \sim V_A = B_T / (\mu_0 m_i n_i)^{0.5}. \quad (1)$$

Здесь B_T — тороидальное магнитное поле, m_i и n_i — соответственно масса и концентрация основных ионов плазмы, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

Позднее [5] было установлено, что частота этих колебаний с хорошей точностью соответствует скейлингу (1) и в гелиевой плазме. На основании этого был сделан вывод о том, что обнаруженные колебания на магнитных зондах вызваны возбуждением в плазме альфвеновских волн. В ходе многочисленных экспериментов было установлено, что альфвеновские колебания, наблюдаемые на токамаке ТУМАН-3М в омическом режиме, могут быть двух типов: 1) короткие вспышки длительностью несколько десятков микросекунд, возникающие с некоторой задержкой после внутреннего перезамыкания магнитных поверхностей, происходящего в стадии срыва пилообразных колебаний; 2) относительно длительные (сотни микросекунд) колебания, возникающие в квазистационарной стадии разряда между срывами пилообразных колебаний.

Последние исследования выявили существование зависимости между амплитудой возникающих альфвеновских колебаний и интенсивностью жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) плазмы: в разрядах с интенсивным ЖРИ амплитуда АК велика, в отсутствие излучения амплитуда АК мала. ЖРИ возникает в токамаке ТУМАН-3М в результате выхода на лимитер убегающих электронов (УЭ). Таким образом, наличие интенсивного ЖРИ является прямым указанием на существование в разряде энергичных, с энергией до 4 МэВ пучков убегающих электронов. Как правило, пучки УЭ возникают на стадии подъема тока по плазме, когда напряжение на обходе велико, а концентрация плазмы еще относительно невелика ($\bar{n}_e \leq 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$). Возникновение УЭ возможно также во время перезамыкания магнитных поверхностей, когда при перестройке профиля тока происходит

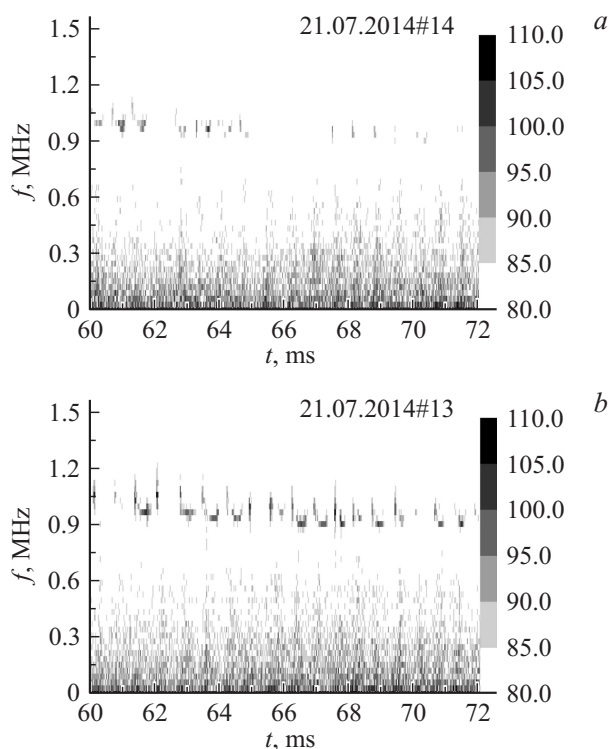


Рис. 1. Эволюция спектров альфвеновских колебаний, измеренных одним и тем же высокочастотным магнитным зондом в разрядах с различным уровнем жесткого рентгеновского излучения (*a, b*), и поведение основных параметров плазмы в этих разрядах: *c* — средняя концентрация электронов $\langle n_e \rangle$; *d* — величина сигнала на выходе детектора мягкого рентгеновского излучения SXR_0 ; *e* — величина возмущения полоидального магнитного поля $\sim B$, измеренная низкочастотным магнитным зондом; *f* — напряжение на обходе U_p . Амплитуда спектральных составляющих (в относительных единицах) на фрагментах *a* и *b* отражена градациями серого цвета в соответствии с логарифмическими шкалами, изображенными в правых частях этих фрагментов.

кратковременное локальное увеличение вихревого электрического поля. Как следует из критерия Драйсера, низкая электронная концентрация облегчает переход электронов в режим убегания.

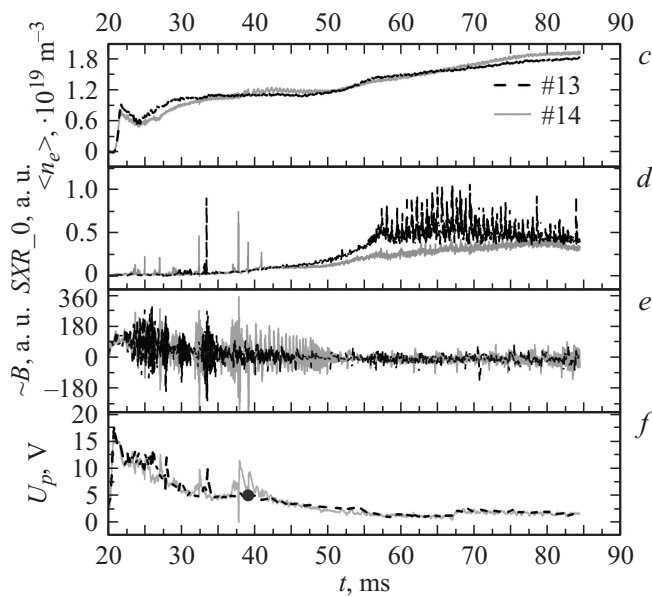


Рис. 1 (продолжение).

Хотя альфвеновские колебания возникают при относительно невысокой концентрации $\bar{n}_e \leq 1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, специальные эксперименты показали, что параметром, существенно влияющим на возникновение АК (по крайней мере, АК второго типа), является наличие в плазме убегающих электронов, а не низкое значение \bar{n}_e . Это подтверждается сопоставлением двух разрядов, приведенных на рис. 1. В этих разрядах сценарии эволюции тока по плазме I_p , а также B_T и $\bar{n}_e(t)$ одинаковы, однако в разряде #13 на временном интервале 60–72 ms интенсивность ЖРИ оказывается существенно выше, чем в разряде #14. Об этом свидетельствуют интенсивные короткие вспышки на детекторе мягкого рентгеновского излучения SXR_0 , являющиеся следствием засветки детектора потоком жестких γ -квантов. На фрагментах *a* и *b* рис. 1 показаны спектрограммы сигналов с высокочастотного (полоса пропускания 0.1–2 MHz) магнитного зонда, построенные в одинаковом масштабе. Как видно, в разряде #13 с высоким уровнем жесткого рентгеновского излучения (значительным количеством убегающих электронов) альф-

веноские колебания существуют практически на протяжении всего интервала 60–72 ms, причем АК второго типа существуют на большей части временного интервала, в котором наблюдается повышенный уровень ЖРИ. В разряде #14 интенсивность колебаний с частотой ~ 1 MHz значительно меньше и присутствуют в основном АК первого типа, имеющие вид коротких всплесков.

Следует отметить, что причиной отсутствия или сильного ослабления пучка убегающих электронов в разряде #14 (рис. 1, *d*) была повышенная по сравнению с разрядом #13 магнитогидродинамическая (МГД) активность в период 36–50 ms (рис. 1, *e*). В результате развития такой МГД-активности большая часть убегающих электронов, возникающих на стадии подъема тока по плазме, вылетает за пределы плазмы, не успевая ускориться до значительных энергий. В отличие от разряда #14 в разряде #13 МГД-активность отсутствует и удерживаемые электроны беспрепятственно ускоряются до больших энергий, при которых их орбиты выходят за пределы плазмы, и генерируют ЖРИ при торможении в материале лимитера. Это обстоятельство обуславливает отмеченный выше повышенный уровень жесткого рентгеновского излучения в разряде #13 по сравнению с разрядом #14. Аналогичный эффект зависимости амплитуды АК от количества убегающих электронов наблюдался на установке COMPASS [6].

Анализ спектрального состава жесткого рентгеновского излучения позволяет установить некоторые свойства пучка убегающих электронов. В частности, по спектрам ЖРИ можно восстановить спектр электронов, тормозящихся в материале лимитера. В близком по параметрам разряде был измерен спектр рентгеновского излучения. Измеренный спектр простирается до энергии 2.5 MeV (рис. 2, символы). С помощью разработанного в ФТИ кода DeGaSum [7,8] был построен спектр УЭ (рис. 2, линии). Код использует для реконструкции распределений УЭ рассчитанные методом Монте-Карло спектры тормозного излучения для моноэнергетичных электронов, тормозящихся в лимитере, и функции отклика детектора на моноэнергетичные γ -кванты. Как видно из рис. 2, пучок УЭ имеет низкоэнергичную (< 1 MeV) и высокоэнергичную (2–4.5 MeV) фракции. Наличие высокоэнергичной фракции позволяет предположить, что пучок УЭ может переносить заметную долю плазменного тока, достаточную для влияния на радиальное распределение коэффициента запаса устойчивости $q(r)$.

Как установлено ранее [4], длина волны АК близка к длине обхода по большому радиусу токамака $\lambda_0 \approx 2\pi R$. На этом основании, в част-

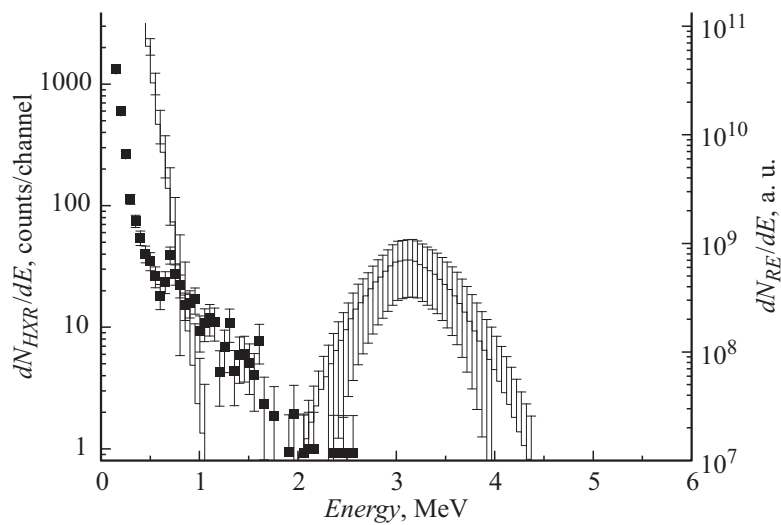


Рис. 2. Восстановленное по измерениям спектра ЖРИ энергетическое распределение ускоренных электронов — линии; спектр ЖРИ, измеренный на 40–70 ms разряда № 15070710, — точки.

ности, было сформулировано предположение о том, что возбуждаемая мода является глобальной альфвеновской модой GAE (Global Alfvénic Mode) и может быть локализована в центральных областях плазмы. Исходя из сказанного в предыдущем абзаце, можно предположить, что ток, генерируемый интенсивными пучками УЭ, может привести к возникновению локальных экстремумов на профиле $q(r)$, вблизи которых становится возможным развитие GAE, и, в частности, моды на обращенном шире RSAE (Reversed Shear Alfvénic Eigenmode). Наиболее вероятно появление таких экстремумов в центральных областях плазмы ($q \leq 1$), где dq/dr близко к нулю даже в отсутствие тока, обусловленного пучком УЭ. Таким образом, предложенная модель подтверждает сделанное ранее предположение о развитии моды GAE.

На основании изложенных выше экспериментальных результатов можно заключить, что при наличии в плазме пучка убегающих электронов амплитуда альфвеновских колебаний увеличивается. Предложена

гипотеза, объясняющая влияние убегающих электронов на генерацию альфвеновских волн тем, что пучок УЭ, создавая возмущение профиля тока, может способствовать формированию немонотонного $q(r)$, необходимого для возбуждения АК. Для подтверждения этой гипотезы требуется проведение численного моделирования, что выходит за рамки настоящей работы.

Авторы благодарят Российский научный фонд, при финансовой поддержке которого была выполнена работа (проект № 16-12-10285), и ФТИ им. А.Ф. Иоффе, предоставивший экспериментальную базу для проведения исследований.

Список литературы

- [1] *Chang Z. et al.* // Nucl. Fusion. 1995. V. 35. P. 1469.
- [2] *Maraschek M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4186.
- [3] *McClements K.G. et al.* // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. 1155.
- [4] *Askinazi L.G. et al.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104103.
- [5] *Lebedev S.V. et al.* // 43rd EPS Conference on Plasma Physics. 2016. P. 5.063.
- [6] *Markovic T. et al.* // 42nd EPS Conference on Plasma Physics. 2015. P. 4. 104.
- [7] *Shevelev A.E. et al.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 123004.
- [8] *Shevelev A.E. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 830. P. 102–108.