

04

Спектр ионно-циклотронного излучения из плазмы токамака ТУМАН-3М при инжекционном нагреве

© Л.Г. Аскинази¹, Г.И. Абдуллина¹, А.А. Белокуров¹,
М.Д. Блехштейн^{1,2}, Н.А. Жубр¹, В.А. Корнев¹, С.В. Крикунов¹,
С.В. Лебедев¹, Д.В. Разуменко¹, А.И. Смирнов¹,
А.С. Тукачинский¹

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

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: leonid.askinazi@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 2 августа 2018 г.

На токамаке ТУМАН-3М (малый радиус камеры $a = 0.25$ м, большой радиус $R_0 = 0.5$ м, тороидальное поле $B_T = 1$ Т, ток по плазме $I_p \leq 180$ кА, средняя электронная плотность плазмы $n_e \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$) наблюдается излучение на частотах ионно-циклотронного резонанса как в омическом режиме, так и в режиме инжекционного нагрева — ионно-циклотронное излучение. Обычно ионно-циклотронное излучение связано с наличием в плазме ионов с большой энергией. Такие ионы могут быть продуктами термоядерной реакции или возникать в результате дополнительного нагрева плазмы, например, с помощью электромагнитных волн или инъекции пучков атомов высокой энергии. Рассматриваются свойства ионно-циклотронного излучения в токамаке ТУМАН-3М в режиме инжекционного нагрева и их возможная связь с особенностями траекторий и энергетического спектра быстрых ионов.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.22.46921.17486

Ионно-циклотронное излучение (ИЦИ) из плазмы токамака ТУМАН-3М регистрируется как в фазе омического нагрева, так и во время импульса инжекционного нагрева [1,2] с помощью массива из 16 внутрикамерных электромагнитных зондов, снабженных соответствующими усилителями и аналого-цифровым преобразователем с частотой дискретизации 250 МГц [3]. Для дополнительного нагрева плазмы

применялась инжекция в тангенциальном направлении по току плазмы атомарного пучка с энергией до 20 keV, состоящего из 60% дейтерия и 40% водорода [3]. Задачей настоящей работы является выяснение связи спектральных свойств ИЦИ с параметрами плазмы и инжектируемого нагревного пучка. Спектрограмма ИЦИ в типичном разряде токамака ТУМАН-3М с инжекционным нагревом приведена на рис. 1, *a*. Спектр ИЦИ в таком эксперименте обычно имеет довольно сложную структуру, состоящую из одной или нескольких узких линий, отстоящих друг от друга на неравные промежутки величиной 100–300 kHz (рис. 1, *b*), с интенсивностью, изменяющейся во времени. Расстояние между линиями и их ширина значительно меньше средней частоты ИЦИ, а в случае ИЦИ на частоте ионно-циклотронного резонанса (ИЦР) дейтерия тонкая структура выражена гораздо слабее и расстояния между линиями заметно меньше, чем на частоте ИЦР водорода. Характерной особенностью наблюдаемого излучения является то, что частота ИЦИ обычно, за исключением единичных разрядов, соответствует частоте ИЦР ионов малой добавки: водорода в дейтериевой плазме и дейтерия в водородной. В отличие от большинства других экспериментов частота ИЦИ, наблюдаемого в обсуждаемых экспериментах, соответствует ИЦР в центральной области плазмы, вблизи $R \sim 0.6$ м. На большинстве других токамаков ИЦИ происходит из периферийной области плазмы вблизи экватора. Поэтому модели, предлагаемые для объяснения ИЦИ на других токамаках (см., например, [4]), не могут быть без существенных изменений применены при анализе экспериментов на токамаке ТУМАН-3М. Обычно в качестве ионов, ответственных за генерацию ИЦИ в периферийной области плазмы, рассматриваются быстрые ионы (БИ), родившиеся (в результате термоядерной реакции или ионизации атомного нагревного пучка) в центральной части разряда и попадающие на периферию в результате движения по дрейфовым траекториям. В нашем случае наиболее вероятными кандидатами на роль частиц, ответственных за генерацию ИЦИ из центра плазмы, являются БИ, рожденные при ионизации атомарного пучка вблизи магнитной оси токамака. В отличие от электронно-циклотронного излучения ИЦИ порождается не отдельными независимо движущимися частицами, а некоторой плазменной неустойчивостью, возникающей вследствие неравновесности функции распределения ионов. Условие сдвинутого с учетом эффекта Доплера резонанса между l -й гармоникой циклотронной частоты ω_{ci} быстрого иона, движущегося со скоростью v , и волной с

частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} может быть представлено в виде [5]:

$$\omega = l\omega_{ci} + v_b k_{\parallel} + v_D k_{\perp}, \quad (1)$$

где k_{\parallel} , k_{\perp} — составляющие волнового вектора вдоль и поперек магнитного поля \mathbf{B} ; v_b и v_D — продольная скорость БИ и скорость его магнитного дрейфа соответственно;

$$\mathbf{v}_D = \frac{v_{\perp}^2/2 + v_{\parallel}^2}{\omega_{ci}} \left[\mathbf{B} \times \frac{\nabla B}{B^2} \right].$$

В зависимости от траектории движения быстрого иона в магнитном поле токамака соотношение между v_b и v_D (а значит, и сдвиг между наблюдаемой частотой ИЦИ ω и гармониками циклотронной частоты $l\omega_{ci}$ быстрого иона) может быть различным. При этом особый интерес с точки зрения эффективного взаимодействия БИ с волной представляют такие траектории, на которых БИ в течение длительного времени находятся на участках, локализованных вблизи выделенных значений большого радиуса R , таких, на которых частота ИЦР $\omega_{ci} = (q/m)B_0R_0/R$ (q — заряд БИ, m — его масса, B_0 — магнитное поле в центре камеры, R_0 — большой радиус камеры) оказывается близка к частоте наблюдаемого ИЦИ. На рис. 2 приведены характерные примеры траекторий различных БИ в проекции на полоидальное сечение токамака. Траектории получены в результате численного решения уравнения движения БИ с энергией, соответствующей энергии атомарного нагревного пучка, в реалистичных магнитных полях (тороидальном и полоидальном) токамака ТУМАН-3М. Приведенные на рис. 2 траектории получены для следующих параметров: тороидальное поле в центре камеры $B_0 = 1$ Т, ток плазмы $I_p = 134$ кА, энергия БИ водорода $E_0 = 19$ кеВ. В качестве начального условия задавалось положение точки ионизации вдоль траектории инжекции, определяемое величиной $x = 2h/L$, где L — максимально возможная длина траектории атомарного пучка в плазме, h — расстояние от точки ионизации до точки максимального приближения атомарного пучка к главной оси тора. Траектория 1, приведенная на рис. 2, соответствует $x = 0.2$, т.е. рождению быстрого иона в точке, расположенной между магнитной осью разряда и внутренней стенкой камеры. При этом быстрый ион захватывается на пролетную траекторию с большим радиусом дрейфовой поверхности, и выделенные (в указанном выше смысле) значения ИЦР на

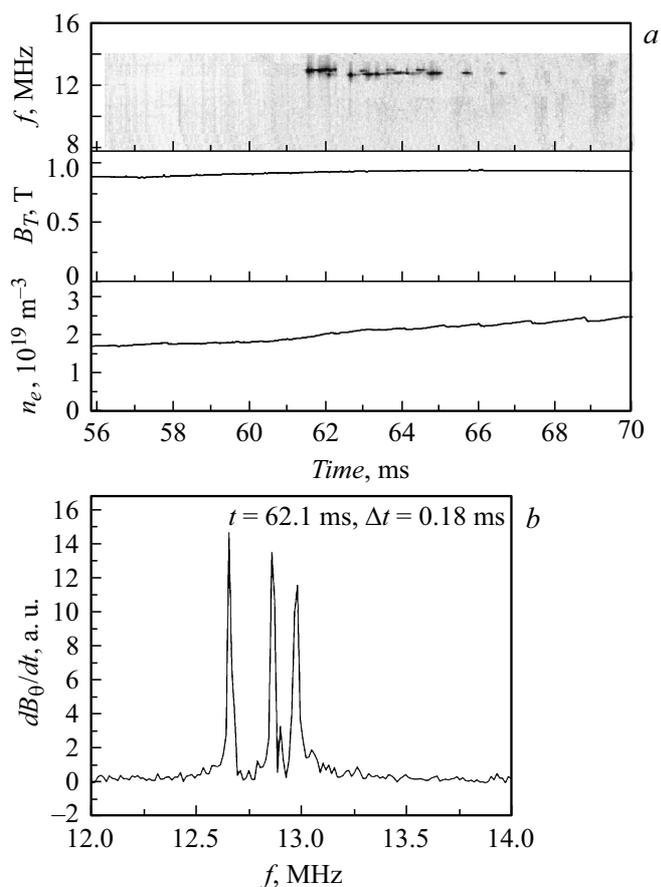


Рис. 1. *a* — сверху вниз: спектрограмма ИЦИ, тороидальное магнитное поле и плотность плазмы в токамаке ТУМАН-3М в разряде с инжекционным нагревом; *b* — тонкая структура спектральной линии ИЦИ.

такой траектории отсутствуют. Траектория 4 — „банановая“ траектория запертого БИ, родившегося на периферии ($x = 0.85$). Вблизи точек остановки такой БИ проводит относительно большую долю своего баунс-периода и в принципе может эффективно возбуждать ионно-цик-

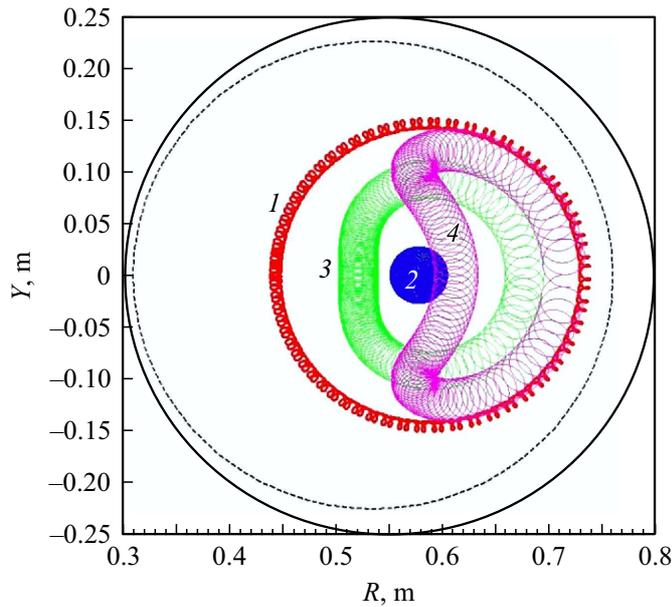


Рис. 2. Траектории удерживаемых БИ в магнитном поле токамака ТУМАН-3М в зависимости от положения точки ионизации (см текст). 1 — траектория пролетного БИ, 2 — стагнирующая (вблизи $R = 0.58$ м) траектория, 3 — запертая картофелеобразная траектория (с прямолинейным участком вблизи $R = 0.52$ м), 4 — банановая траектория запертого БИ.

лотронную неустойчивость, приводящую к генерации ИЦИ. Особый случай банановой траектории — так называемые „картофельные“ траектории типа 3 ($x = 0.78$) — еще более „выгоден“ с точки зрения возбуждения плазменной неустойчивости, поскольку на вертикальном участке траектории БИ проводит почти 90% времени баунс-периода. Однако и „банановые“, и „картофельные“ БИ имеют нулевую продольную скорость в областях эффективного взаимодействия с волной (т.е. вблизи точек остановки траектории 4 и на вертикальном участке траектории 3 вблизи экватора). С учетом того, что цитронная частота БИ в этих точках не равна наблюдаемой частоте ИЦИ, доплеровское слагаемое в (1) $k_{\perp} v_D \neq 0$, т.е. возбуждаемая в плазме

волна должна иметь определенное ненулевое значение k_{\perp} , а значит, измеряемое магнитными зондами распределение интенсивности ИЦИ должно быть несимметричным относительно экваториальной плоскости. Этого не наблюдается в эксперименте. Наиболее эффективными с точки зрения взаимодействия БИ с возбуждаемой в плазме волной представляются пролетные траектории типа 2 ($x = 0.58$), на которых частицы все время локализованы вблизи определенного значения большого радиуса. Такие траектории известны в литературе как „стагнирующие“ — stagnation orbits [6]. Расчет показывает, что для таких частиц кинетическая энергия примерно поровну распределена между продольной и поперечной компонентами, при этом $v_D/v_b \ll 1$ и вкладом дрейфового слагаемого в доплеровское условие резонанса (1) можно пренебречь [5]. Сравнивая экспериментально измеренную частоту ИЦИ $f_{ice} = \omega/2\pi = 12.8$ МГц (наблюдаемую при инжекции водородного пучка с энергией 19 keV в дейтериевую плазму с тороидальным полем 0.93 Т) и первую гармонику циклотронной частоты для БИ на стагнирующей орбите $f_{so} = \omega_{ci}/2\pi = 13.3$ МГц, из (1) можно получить оценку для тороидального модового числа $n = Rk_{\parallel} \approx -1$. Отрицательное значение тороидального модового числа свидетельствует о распространении волны навстречу инжектируемому пучку (и току плазмы). Такое „контрраспространение“ было обнаружено также на токамаке MAST [5]; наблюдаемое там ИЦИ было интерпретировано как компрессионная альфвеновская мода (compressive Alfvén eigenmode, CAE). С учетом дисперсионного соотношения для CAE $\omega = kv_A$, где $v_A = B_T/\sqrt{\mu_0 m_i n_i}$ — альфвеновская скорость, соотношение (1) может быть представлено в виде

$$\omega = l\omega_{ci} + (\omega/v_A)(k_{\parallel}/k)v_b. \quad (2)$$

На основе этого соотношения можно сделать два важных вывода. Во-первых, поскольку зависимость от плотности плазмы в (2) присутствует только во втором слагаемом в правой части и эта зависимость слабая (как $\propto n^{1/2}$), а само это слагаемое мало по сравнению с двумя другими (разница частот ω и ω_{ci} составляет порядка 4%), зависимость частоты ИЦИ от плотности плазмы в данных экспериментах должна быть не сильно выражена. Действительно, отсутствие зависимости частоты ИЦИ на токамаке ТУМАН-3М от плотности плазмы отмечалось в [1–3]. Во-вторых, как следует из (2), при $l = 2, 3, \dots$ частоты должны

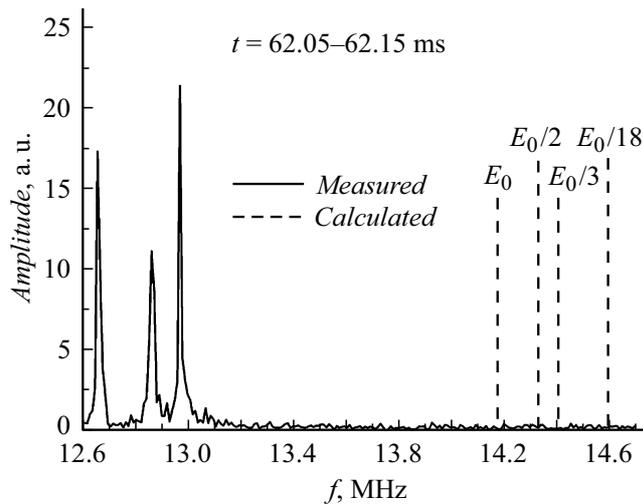


Рис. 3. Наблюдаемые спектры ИЦИ (слева) и полученные в результате расчета спектры ионно-циклотронных частот БИ разной энергии на стагнирующих траекториях (справа).

точно соответствовать частотам гармоник фундаментальной частоты ИЦИ. В отдельных разрядах действительно наблюдаются точные вторая и реже третья и четвертая гармоники ИЦИ, хотя и с заметно более низкими интенсивностями.

Условие доплеровского резонанса между БИ, захваченными на стагнирующие орбиты, и САЕ может быть использовано и для объяснения тонкой структуры спектральной линии ИЦИ. Расчет показывает, что радиус локализации стагнирующих траекторий R_{so} слабо зависит от энергии БИ: при уменьшении энергии БИ точка локализации смещается в направлении уменьшения большого радиуса R_{so} , а соответствующая ионно-циклотронная частота ω_{ci} увеличивается. Спектр инжектируемого атомарного пучка $H + D$ не является моноэнергетическим, он содержит помимо основной компоненты с энергией E_0 также атомы водорода и дейтерия с энергиями $E_0/2$, $E_0/3$, $E_0/18$ и др. Наличие этих энергетических компонент связано с ускорением в тракте инжектора молекулярных ионов типа H_2^+ , H_3^+ , D_2^+ , D_3^+ , HD^+ , H_2O^+ , HDO^+ и др.

и их последующей диссоциацией и нейтрализацией. Поскольку точки локализации стагнирующих траекторий для таких БИ различны, различаются и их циклотронные частоты. Пример для случая ИЦИ водорода в дейтериевой плазме приведен на рис. 3. При этом качественно с учетом доплеровского сдвига картина спектра циклотронных частот повторяет тонкую структуру линии ИЦИ водорода. Интересно отметить, что при наблюдении ИЦИ на частоте дейтерия в водородной плазме расщепление линий гораздо меньше, что качественно согласуется с результатами моделирования, которое показывает, что стагнирующие траектории для дейтронов с энергиями $E_0/2$, $3E_0/3$, $E_0/20$ находятся ближе друг к другу, чем для протонов [7].

Данное объяснение тонкой структуры линии ИЦИ не является единственным. Ранее предлагалось альтернативное объяснение наблюдаемых спектров на основе представлений о существовании пространственного резонанса, возникающего в результате модуляции диэлектрической проницаемости ϵ в тороидальном направлении. Такая модуляция может быть обусловлена вырождением траекторий БИ при выполнении определенного соотношения между продольной и поперечной скоростями БИ на стагнирующих траекториях [1]:

$$\frac{2\pi R}{v_{\parallel}} = n' \frac{2\pi\rho_i}{v_{\perp}}, \quad (3)$$

где n' — число экстремумов модуляции ϵ в тороидальном направлении, равное ~ 50 в рассматриваемом случае, ρ_i — ларморовский радиус БИ.

Таким образом, в работе предложено объяснение центрального расположения области генерации ИЦИ, наблюдаемого при инжекционном нагреве в токамаке ТУМАН-3М. Источником свободной энергии, возбуждающим САЕ, согласно предложенной модели, являются пролетные БИ, локализованные на стагнирующих траекториях. Представлены модели для объяснения тонкой структуры наблюдаемого ИЦИ: 1) генерация отдельных линий при возбуждении САЕ быстрыми ионами с различной энергией; 2) расщепление спектра за счет различной пространственной локализации вырожденных траекторий вблизи стагнирующих орбит. Сравнение моделей расщепления линий ИЦИ будет представлено в отдельной публикации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-12-10285).

Список литературы

- [1] *Lebedev S.V., Askinazi L.G., Belokurov A.A., Gin D.B., Kornev V.A., Shabelsky A.A., Shevelev A.E., Tukachinsky A.S., Zhubr N.A.* Observation of ion cyclotron emission from ohmically and NBI heated plasmas in TUMAN-3M tokamak // EPJ Web of Conf. 2017. V. 149. P. 03010.
- [2] *Askinazi L.G., Belokurov A.A., Gin D.B., Kornev V.A., Lebedev S.V., Shevelev A.E., Tukachinsky A.S., Zhubr N.A.* IC emission in NBI and ohmically heated plasmas in TUMAN-3M tokamak // 15th IAEA Technical Meeting on energetic particles in magnetic confinement systems. Princeton, 2017. P-2. P. 53.
- [3] *Askinazi L.G., Belokurov A.A., Gin D.B., Kornev V.A., Lebedev S.V., Shevelev A.E., Tukachinsky A.S., Zhubr N.A.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. P. 082003.
- [4] *Gorelenkov N.N., Cheng C.Z.* // Nucl. Fusion. 1995. V. 35. P. 1743–1752.
- [5] *Sharapov S.E., Lilley M.K., Akers R., Ben Ayed N., Cecconello M., Cook J.W.S., Cunningham G., Verwichte E., and MAST Team* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 082501.
- [6] *Rome J.A., Peng Y.-K.M.* // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 1193–1205.
- [7] *Askinazi L.G., Abdullina G.I., Belokurov A.A., Blekhshtein M.D., Kornev V.A., Krikunov S.V., Lebedev S.V., Razumenko D.V., SmirnovĖ.A.I., Tukachinsky A.S., Zhubr N.A.* Ion cyclotron emission properties in NBI-heated TUMAN-3M plasma // 45th EPS Conf. on plasma physics. Prague, 2018. P5. P. 1084 (1–4).