Доклады Академии наук СССР
1971. Том 198, № 6

УДК 533,9.082.5 *ФИЗИКА*

Л. П. ЗАКАТОВ, А. Г. ПЛАХОВ, В. В. ШАПКИН, Г. В. ШОЛИН

ИЗМЕРЕНИЕ УРОВНЯ ШУМОВ ЛЭНГМЮРОВСКИХ КОЛЕБАНИЙ В СИСТЕМЕ ПЛАЗМА — ПУЧОК ПО ШТАРКОВСКОМУ УШИРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА

(*Представлено академиком Е. К. Завойским 5 XI 1970*)

1. В работе ([1]) штарковское уширение спектральных линий атома водорода было использовано для измерения уровня шумов электростатических ионно-звуковых колебаний, развивающихся в плазме прямого разряда. При этом было обнаружено, что интенсивность в крыльях бальмеровских линий существенно превышает величину, характерную для термодинамического равновесия при той же концентрации плазмы N_e. В соответствии с развитыми в ([2], [3]) теоретическими представлениями уровень шумов низкочастотных ионно-звуковых колебаний может быть определен по характерному штарковскому расщеплению, поскольку электрические поля таких колебаний действуют на излучающий водородный атом квазистатически. Обработка данных эксперимента ([1]), выполненная на основе теории ([3]), дала для отношения плотности энергии, заключенной в ионно-звуковых колебаниях w_i к плотности тепловой энергии заряженных частиц N_eT_e значение $3\cdot10^{-2}$, хорошо коррелирующее с результатами других измерений ([4]).

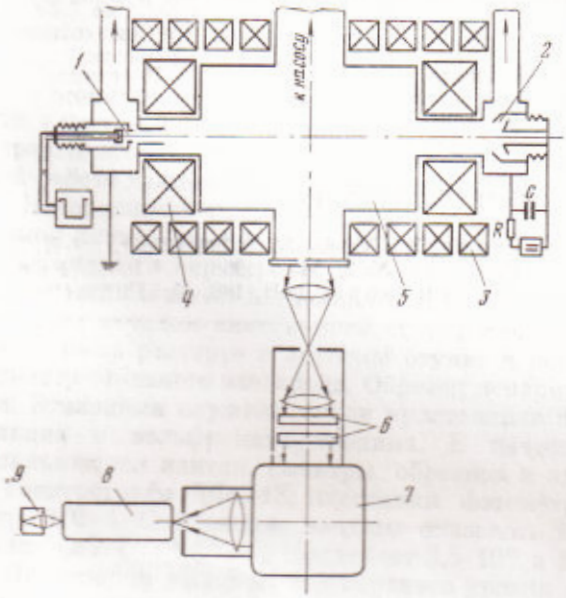

Рис. 1. Схема установки. *1* — электронная пушка, *2* — плазменный инжектор, *3* — катушки основного магнитного поля, *4* — пробочные катушки, *5* — вакуумная камера, *6* — интерферометр ИТ-51, *7* — спектрограф ИСП-51, *8* — электронно-оптический преобразователь, *9* — фотокамера

Совсем иная картина штарковского уширения должна, согласно ([3]), наблюдаться при развитии в плазме высокого уровня турбулентности на электронных лэнгмюровских частотах. В отличие от ионно-звуковых, высокочастотные лэнгмюровские колебания действуют на излучающий атом водорода неадиабатически, что приводит лишь к уменьшению времени жизни атома на данном штарковском подуровне и не сопровождается расщеплением линий квазистатического характера. Поэтому уширение в такой плазме будут испытывать, в первую очередь, линии с сильной центральной компонентой ($L_{\gamma-\alpha}$, H_α, H_γ и т. п.). При известных значениях температуры T_e и плотности N_e электронов отношение плотности энергии w_e, заключенной в электростатических лэнг-

мюровских колебаниях, к плотности тепловой энергии электронов N_eT_e может быть измерено по профилю таких линий, поскольку определяющее полуширину линий уширение центральных компонент оказывается прямо пропорциональным $\xi_e = w_e / (NT)$. Пропорциональность между уширением отдельной штарковской компоненты и w_e соблюдается при $(4\pi e^2 N^{1/3} / T_e)^{3/2} \ll \xi_e < \mathscr{E}_n / T_e$, где $\mathscr{E}_e = e^2 / (2n^2 a_0)$ — энергия верхнего уровня исследуемой линии. При более высоком уровне лэнгмюровских шумов неадиабатическое уширение должно, согласно ([3]), входить в область насыщения, верхняя граница которой $(\Delta\omega_{1/2})_{\max} = \omega_{pe}$ определяется частотой изменения поля турбулентных колебаний. Поскольку уширение лэнгмюровскими колебаниями носит неадиабатический характер, его эффект на контур линий аналогичен электронному ударному уширению. Для перекрывающихся линий, имеющих место в случае штарковских компонент атома водорода, такое уширение, как известно ([5]), дает дисперсионное распределение интенсивности в далеких крыльях и более широкое (гауссовского типа) распределение в центре линии.

Целью настоящей работы было экспериментальное изучение штарковских контуров водородных спектральных линий в турбулентной плазме с высоким уровнем шумов высокочастотной лэнгмюровской ветви колебаний.

2. Эксперимент выполнялся на установке ([6]), схематически изображенной на рис. 1. В вакуумную камеру *5*, находящуюся в магнитном поле пробочной конфигурации *4*, инжектировались вдоль оси системы навстречу друг другу электронный пучок *1* и плазменный сгусток *2*. Инжекция плазменного сгустка обеспечивала начальную концентрацию электронов $N_e \approx 10^{13}$ см$^{-3}$. Электронный пучок был импульсным, длительность импульса 100 μсек. Ток пучка $I = 20$ а, энергия электронов 20 кэв. Напряженность магнитного поля в центре ловушки 1 кэ, в пробке — 5 кэ.

Свет выводился из центральной части вакуумной камеры *5* перпендикулярно оси ловушки и попадал на интерферометр Фабри — Перо *6*, скрещенный со спектрографом ИСП-51 *7*. Можно было также производить продольный (параллельно оси ловушки) вывод света из вакуумной камеры через торец установки. Толщина колец в эталоне Фабри — Перо выбиралась равной 0,3 мм и 1,0 мм, что обеспечивало для линии H_α области дисперсии $\Delta\lambda_s = 7{,}2$ Å и $\Delta\lambda_s = 2{,}13$ Å соответственно. Временная развертка контуров спектральных линий осуществлялась с помощью электронно-оптического усилителя света *8* (метод электронно-оптической спектрохронографии ([7], [8])). Изображение с экрана электронно-оптического преобразователя фотографировалось на пленку РФ-3 *9*. Усиление электронно-оптического преобразователя выбиралось таким, чтобы плотность почернения от одного электрона составляла 0,3—0,4. Это позволяло применять фотометрическую обработку негативов. Денситометрическая кривая, необходимая для количественного фотометрирования, была получена с помощью марок почернения (использовались нейтральные фильтры различной плотности).

На рис. 2 приведена фотография спектрохронограммы трех интерференционных порядков линии H_α при поперечном наблюдении из пучково-плазменного разряда. На спектрохронограммах четко просматриваются две фазы во временном поведении контура линии: первая, более интенсивная, во время прохождения пучка через плазму (длительность импульса тока в пучке $\Delta t = 100$ μсек) и вторая, резко наступающая при его выключении. В первой фазе (во время прохождения пучка) заметно некоторое дополнительное уширение контура. Быстрое (по сравнению с временем остывания ионов через процессы переразрядки) исчезновение этого дополнительного уширения сразу после выключения тока пучка говорит о том, что эффект не связан с допплеровским механизмом. Его можно приписать только развитию в плазме высокого уровня шумов электростатических колебаний, возникающих вследствие взаимодействия с плазмой электронного пучка.

На рис. 3 приведены результаты фотометрирования для трех случаев. Следует отметить, что при продольном наблюдении не обнаружено заметного уширения контура линии H_α по сравнению с поперечным наблюдением: оно оказалось даже меньше: ($\Delta\lambda_{1/2 H_\alpha} = 0{,}7$ Å при продольном наблюдении при прохождении пучка). В работах ([9], [10]) было показано, что в достаточно плотной плазме, где лэнгмюровская частота ω_{Pe} превышает циклотронную ω_{He}, электронный пучок приводит к генерации электронных лэнгмюровских колебаний. Кроме того, теория пучкового нагрева ([11]), базирующаяся на предположении о раскачке только лэнгмюровской ветви

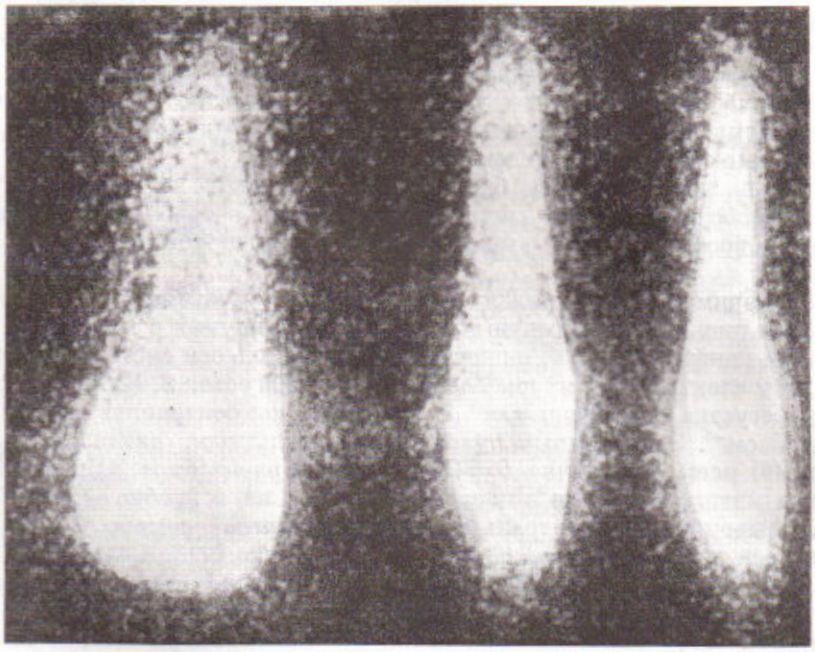

Рис. 2. Спектрохронограмма интерференционных порядков линии H_α. Длительность развертки 200 μсек.

колебаний, приводит к выводам, которые очень хорошо согласуются с экспериментальными результатами ([12]). Поэтому можно с достаточным основанием считать, что эффект уширения вызывается лэнгмюровскими колебаниями, и воспользоваться для определения уровня турбулентности этих колебаний полученным в ([3]) соотношением

$$(\Delta\lambda)_{1/2} = \frac{3\lambda^2 a_0 (n^4 + n'^4)}{m_e \omega_{pe} c} N_e T_e \left(\frac{w}{N_e T_e}\right).$$

Здесь λ — длина волны изучаемой линии; n и n' — главные квантовые числа верхнего и нижнего уровня, переход между которыми образует эту линию; a_0 — боровский радиус. Подставляя в это соотношение экспериментально определенные значения $(\Delta\lambda)_{1/2} \approx 0{,}2$ Å, $N_e \approx 10^{13}$ см$^{-3}$ и $N_e T_e \approx 10^{15}$ эв·см$^{-3}$ (последняя величина есть результат диамагнитных измерений), получим для степени турбулентности значение $\xi_e = w/(N_e T_e) \approx 10^{-3}$, которое хорошо согласуется с данными работ ([8], [12]).

Характерно, что профиль линии H_α при взаимодействии пучка с плазмой не обнаруживает тех интенсивных вытянутых в обе стороны от центра крыльев, которые возникают при наличии низкочастотных, например, ионно-звуковых (см. ([1])), колебаний. Не наблюдается также и отщепления компонент или сателлитов. В согласии с теорией ([3]) наблюденное

уширение не превышало значения $(\Delta\lambda_{1/2})_{max} = \lambda^2\omega_{pe}/(2\pi c) \approx 0{,}3$ Å (при концентрации $N_e \approx 10^{13}$ см$^{-3}$).

3. Существование уширения водородных спектральных линий с сильной центральной компонентой в плазме с высоким уровнем турбулентности на лэнгмюровских частотах можно рассматривать как подтверждение неадиабатического характера воздействия лэнгмюровских колебаний на излучающий атом водорода. Действительно, если бы воздействие таких колебаний можно было трактовать по адиабатической теории ([12]), то центральная штарковская компонента вообще не испытывала бы никакого уширения и профили линий типа $L_{\gamma-\alpha}$, H_α, H_γ и т. п. могли бы только сужаться при возбуждении в плазме высокого уровня лэнгмюровских

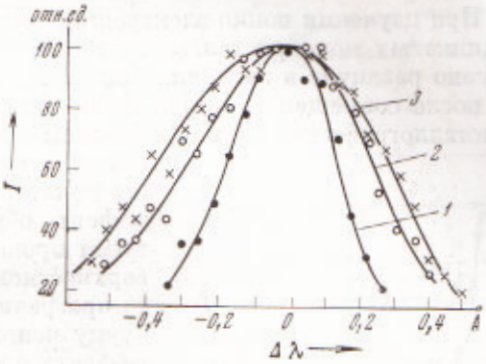

Рис. 3. Результаты фотометрирования: *1* — контур H_α от водородной лампы $(\Delta\lambda)_{1/2} = 0{,}4$ Å, характеризующий инструментальную полуширину прибора; *2* — контур H_α от плазмы после прохождения пучка $(\Delta\lambda)_{1/2} = 0{,}6$ Å; *3* — контур H_α от плазмы при прохождении пучка $(\Delta\lambda)_{1/2} = 0{,}8$ Å. Разность двух последних полуширин характеризует влияние возбуждаемых пучком электростатических плазменных колебаний на контур

шумов. Для адиабатичности лэнгмюровских колебаний необходимо, однако, чтобы ω_{pe} было меньше частоты прецессии дипольного момента атома в среднем квазистатическом поле ионов $\omega_E = {}^3/_2 n a_0 \frac{e}{\hbar} E_H \approx {}^3/_2 \frac{n a_0 e^2}{\hbar} \cdot 2{,}6\, N^{2/3}$, т. е. необходимо, чтобы выполнялось неравенство $n^2 a_0 > N^{-1/3}$. Такому неравенству в условиях реального эксперимента с разреженной плазмой удовлетворить практически невозможно, и поэтому наблюдается в соответствии с ([3]) обратная, неадиабатическая картина уширения.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность акад. Е. К. Завойскому за постоянный интерес и внимание к работе.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило
2 XI 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Е. К. Завойский, Ю. Г. Калинин и др., ДАН, **194**, № 1 (1970). [2] С. П. Загородников, Г. Е. Смолкин и др., Письма ЖЭТФ, **11**, 475 (1970). [3] Г. В. Шолин, ДАН, **195**, № 3 (1970). [4] Ю. Г. Калинин, Д. Н. Лин и др., ДАН, **189**, 284 (1969). [5] M. Baranger, Phys. Rev., **111**, 494 (1958). [6] Л. П. Закатов, А. Г. Плахов и др., ЖЭТФ, 54, 4 (1968). [7] Е. К. Завойский, Г. Е. Смолкин, Докл. на Всесоюзн. конфер. по высокоскоростной фотографии и кинематографии, М., 1969. [8] М. М. Бутслов, А. Г. Плахов и др., Оптика и спектроскопия, **16**, 2 (1964). [9] L. D. Smullin, W. D. Getty, Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Res., Culham, CN-21/122, 1965. [10] Е. А. Корнилов, О. Ф. Ковпик и др., ЖТФ, **35**, 1372 (1965). [11] Я. Б. Файнберг, Атомная энергия, **11**, 313 (1961); Д. Д. Рютов, Ядерный синтез, **9**, в. 2 (1969). [12] А. Г. Плахов, Д. Д. Рютов, В. В. Шапкин, Докл. CN 24/L-3 на II Международн. конфер. по физике плазмы и проблеме управляемого термоядерного синтеза, Новосибирск, 1968. [13] Е. В. Лифшиц, ЖЭТФ, 53, 944 (1967).