

НАБЛЮДЕНИЕ АСИММЕТРИИ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
В ПЛАЗМЕ ПРЯМОГО РАЗРЯДА ПО ЭФФЕКТУ ПОЛЯРИЗАЦИИ
В ШТАРКОВСКОМ ПРОФИЛЕ ЛИНИИ H_{α}

*Е.К.Завойский, Ю.Г.Калинин, В.А.Скорюпин,
В.В.Шапкин, Г.В.Шолин*

Как было показано в предыдущих экспериментах [1, 2], штарковское уширение водородных спектральных линий позволяет измерять степень турбулентности плазмы. Однако, амплитуда напряженности электрических микрополей является не единственной характеристикой механизма турбулентного нагрева. Согласно теории Рудакова и Кораблева [3], диаграмма направленности ионно-звуковых колебаний должна иметь довольно резкий максимум в направлении тока. Такая асимметрия в распределении электрических полей до сих пор экспериментально не наблюдалась. В настоящей работе установлен факт существования анизотропии спектра ионно-звуковых колебаний в прямом разряде и измерена ее величина.

Для измерения степени асимметрии применен новый метод, основанный на эффекте поляризации в штарковском профиле линии H_{α} , которая испытывает квазистатическое уширение в электрических полях ионно-звуковых колебаний [4].

1. В условиях прямого разряда функция распределения электрических микрополей может иметь только аксиальную симметрию. Наличие максимума электрических полей вдоль оси системы будет сказываться на профилях водородных спектральных линий в зависимости от того, наблюдается ли свет с вектором поляризации параллельным оси системы или перпендикулярным ей. Действительно, в статическом электрическом поле расщепление водородных спектральных линий и характер поляризации компонент существенно зависят от направления наблюдения [5]. При этом σ -компоненты всегда располагаются вблизи центра линии, а π -компоненты максимально удалены от него. Ожидаемый характер

эффекта анизотропии можно себе представить, рассматривая распределение интенсивности света с различной поляризацией, который излучается в направлении оси OX атомами водорода, $1/3$ из которых находится в электрическом поле E_x , направленном вдоль оси OX , $1/3$ — в поле E_y и $1/3$ — в поле E_z . На рис. 1 изображена соответствующая картина штарковского расщепления при двух направлениях вектора поляризации световой волны; A — параллельно оси OZ (z -поляризация) и B — параллельно оси OY (y -поляризация). При этом полагалось $E_x = E_y = (1/3) E_z$, и, в соответствии с [2], величина напряженности E_z выбиралась равной 30 кэ/см. Как видно из рисунка, для y -поляризованного излучения π -компоненты возникают только от поля E_y и расположены поэтому в E_x/E_y раз ближе к центру линии по сравнению с π -компонентами z -поляризации.

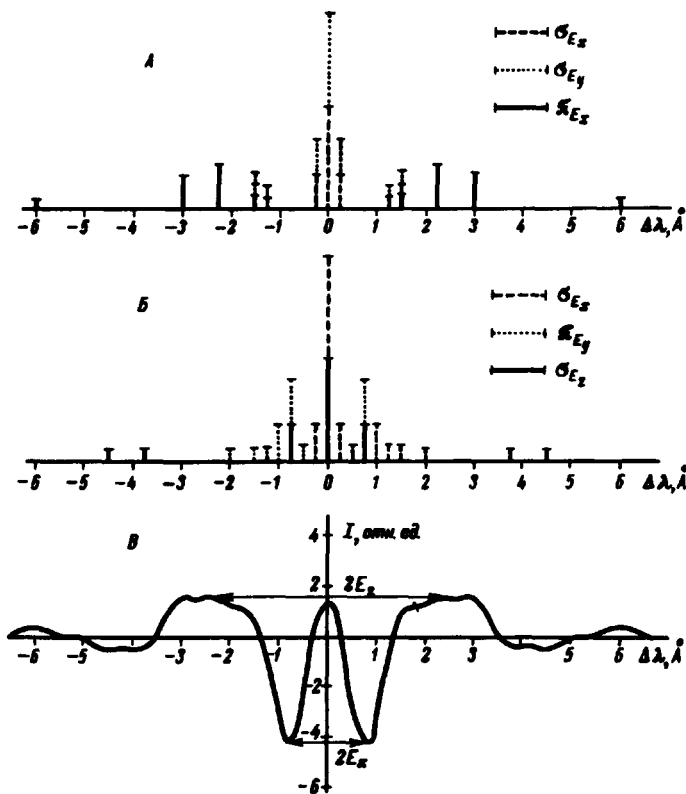


Рис. 1. Расщепление линии H_α при z -поляризации (А) и при y -поляризации (Б); В — разность контуров линии при z - и y -поляризациях; форма каждой отдельной компоненты предполагалась гауссовской, с $\Delta\lambda_{1/2} = 0,8 \text{ \AA}$

Для измерения степени асимметрии, характеризуемой в данном случае отношением E_x/E_y , удобнее всего исследовать разность двух распределений интенсивностей, наблюдаемых при указанных выше направлениях вектора поляризации. Реальные профили линии являются, конечно, результатом усреднения

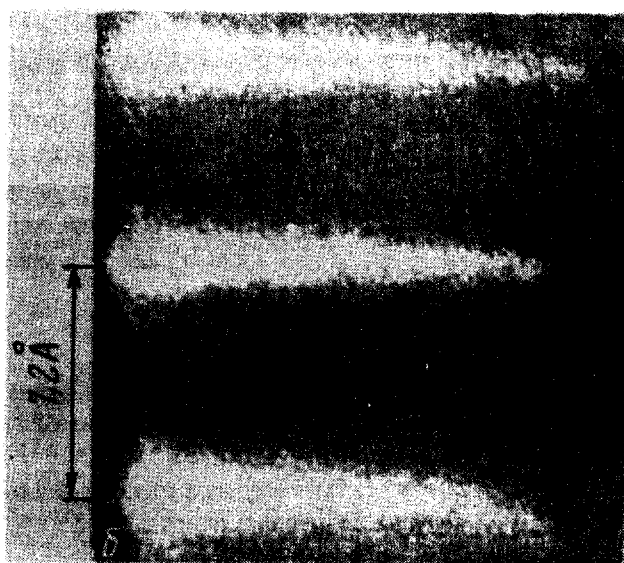
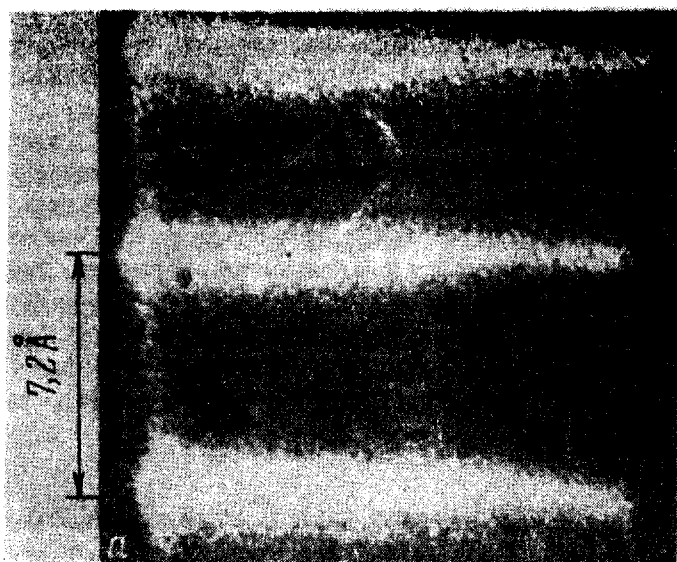


Рис. 2. Эпограммы контура линии H_n ; длительность развертки 25 мксек, а — z-поляризация, б — y-поляризация

по всем возможным конфигурациям полей, однако, описанные выше качественные характеристики профилей для двух направлений поляризации сохраняются. Картина, которую следует при этом ожидать, может быть вычислена (см. рис. 1Б) при различных значениях параметра E_z/E_y , а степень искомой асимметрии получена путем сравнения наблюдаемой картины с серией расчетных.

Грубой характеристикой асимметрии распределения электрических полей может служить отношение расстояний между максимумами и минимумами на этой картине, поскольку они обязаны своим происхождением в основном π -компонентам в полях E_x и E_y , соответственно.

2. Эксперименты выполнялись на установке НРР-2, представляющей из себя пробкотрон с пробочным отношением, равным 2 [6]. Заполнение рабочего объема плазмой осуществлялось с помощью двух пленочно-гидридных инжекторов, к которым прикладывалось напряжение прямого разряда. Свет выводился из центра камеры и анализировался с помощью интерферометра Фабри — Перо, скрещенного со спектрографом ИСП-51. Регистрация временной развертки контура линии осуществлялась с помощью электронно-оптического преобразователя. Инструментальная полуширина составляла $\sim 0,3 \text{ \AA}$. Свет нужной поляризации выделялся с помощью поляроида, установленного непосредственно перед щелью спектрографа.

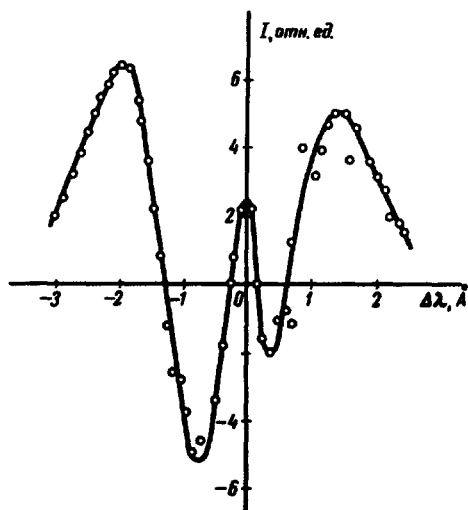


Рис. 3. Экспериментальная кривая разности контуров линии H_α для z - и y -поляризаций

Эксперименты производились при следующих условиях: магнитное поле в центре камеры 5 кэ , напряжение на емкости прямого разряда 21 кэ , концентрация плазмы находилась в пределах между $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, диамагнетизм плазмы $\sim 7 \cdot 10^{15} \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3}$. Оптимальные условия наблюдения уширения линии достигались при напуске водорода в разрядную камеру до давления $2 \cdot 10^{-4} \text{ тор}$.

На рис. 2, а приведена фотография временной развертки трех интерференционных порядков линии H_α , снятых при направлении оси пропускания поляроида вдоль оси установки (z -поляризация), а на рис. 2, б — то же самое при y -поляризации. На этих фотографиях видно резкое уширение контура линии, которое длится в течение 1–1,5 мксек от начала прямого разряда, то есть в течение его первого полупериода. Интенсивность крыльев линии в случае рис. 2, а больше, чем в случае рис. 2, б. Результат фотометрической обработки с последующим вычитанием контуров приведен на рис. 3. Полученная кривая лучше всего совпадает с расчетной при значении $(E_z)_{\text{ср}} / (E_x)_{\text{ср}} \approx 3$ и $(E_z)_{\text{ср}} = 20 \text{ кэ/см}$. (Некоторая несимметрия экспериментальной кривой обусловлена неравномерной дисперсией интерферометра).

Таким образом методика поляризационных измерений штарковских контуров водородных линий позволяет определять как асимметрию в распределении электрических микрополей, так и средние величины их напряженности. Важной особенностью этой методики является возможность измерения даже слабых анизотропных электрических полей, влияние которых на форму линии невелико по сравнению с другими механизмами уширения.

Экспериментально обнаруженная анизотропия спектра ионно-звуковых колебаний $E_z / E_y \sim 3$, указывает на правильность модельных представлений, лежащих в основе теории турбулентного нагрева плазмы током [3, 7].

Авторы благодарят Л.И.Рудакова, стимулировавшего данные опыты.

Поступила в редакцию
6 ноября 1970 г.

Литература

- [1] Е.В.Лицшиц, А.А.Березин, Ю.М.Ляпкало. ЖТФ, 36, 1087, 1968; А.С.Антонов, О.А.Зиновьев, В.Д.Русанов, А.В.Титов. ЖЭТФ, 58, 1567, 1970; С.П.Загородников, Г.Е.Смолкин, Е.А.Стриганова, Г.В.Шолин. Письма в ЖЭТФ, 11, 476, 1970; M.A.Levine, C.C.Gallagher. Phys. Lett., 32A, 14, 1970.
 - [2] Е.К.Завойский, Ю.Г.Калинин, В.А.Скорюпин, В.В.Шапкин, Г.В.Шолин. ДАН СССР, 164, №1, 1970.
 - [3] Л.И.Рудаков, Л.В.Кораблев. ЖЭТФ, 50, 220, 1966.
 - [4] Г.В.Шолин. ДАН СССР, 195, №3, 1970.
 - [5] А.Заммерфельд. Строение атома и спектры. М., Гостехтеориздат, 1956.
 - [6] Ю.Г.Калинин, Д.Н.Лин, В.Д.Рютов, В.А.Скорюпин. ЖЭТФ, 56, 462, 1969.
 - [7] Е.К.Завойский, Л.И.Рудаков. АЭ, 23, 417, 1967.
-