

Изв. и спекр., 1968, т. 24,
в. 3, с. 337-341

Р. 69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

7 - 3090



Н.П. Романов, А.С. Пасюк

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНОВ
И НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ И КОНЦЕНТРАЦИИ
ЭЛЕКТРОНОВ В ИСТОЧНИКЕ
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1966

7 - 3090

Н.П. Романов, А.С. Пасюк

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНОВ
И НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ И КОНЦЕНТРАЦИИ
ЭЛЕКТРОНОВ В ИСТОЧНИКЕ
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Направлено в "Оптику и спектроскопию"



Ин
2/1971

В в е д е н и е

Разряд низкого давления с осциллицией электронов в продольном магнитном поле обладает большой ионизирующей способностью и может служить эффективным источником многозарядных ионов (МЗИ). Изучению такого разряда уделяется большое внимание. Например, при помощи масс-спектрального метода получены подробные данные по выходу ионов различных зарядностей^{/1-3/}. Дальнейшее изучение характеристик такого разряда должно привести к пониманию процессов ионообразования и возможностей увеличения количества и зарядности получаемых ионов в этом разряде. Данная работа посвящена определению оптическим методом концентрации электронов, температур ионов и нейтрального газа в дуговом источнике МЗИ для 150-сантиметрового циклотрона ОИЯИ^{/3/}. В качестве рабочего газа была выбрана смесь водорода (10%) с гелием (90%), атомные константы для которых наиболее полно изучены.

Описание установки и методов измерения

Принципиальная схема источника приведена на рис. 1. Источник работает в постоянном однородном магнитном поле напряженностью 4800 эрстед. Анодом служит медная, охлаждаемая водой камера (1). Сечение камеры 8x8 мм. Вольфрамовый катод (2) подогревается бомбардировкой электронами, эмитируемыми накаливаемой нитью (3) и ускоряемыми напряжением подогрева U_n . Молибденовый антикатод (4), находящийся под потенциалом катода, обеспечивает осцилляцию электронов. В газоразрядную камеру газ подается через

отверстия (5). Подача регулируется таким образом, чтобы при минимальном расходе обеспечить устойчивый дуговой разряд. В этих условиях в камере при отсутствии разряда устанавливается давление $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. ^{12/}. Наблюдение ведется через эмиссионную щель (6) перпендикулярно направлению магнитного поля. Оптическая схема наблюдения изображена на рис. 2. Для измерения профиля линий использовался интерферометр Фабри-Перо с диэлектрическим покрытием зеркал. Интерферометр устанавливался в параллельном пучке. Изображение интерференционной картины фокусировалось высококачественным объективом "Юпитер-11" на щель спектрографа ИСП-51 с камерой УФ-84. Фотографии спектров обрабатывались на микрофотометре МФ-2. Для разделения π и σ - компонент зеемановского расщепления линий перед интерферометром ставился поляризатор.

Результаты измерения и их обсуждение

а) Определение температуры атомов и ионов.

В видимой области исследуемый спектр состоит из линий H_{α} , H_{β} , линий нейтрального и ионизованного гелия, а также линий NII , $NIII$, OII и $OIII$ примесей азота и кислорода. Линии $N I$ и $O I$ в спектре отсутствуют, что говорит о высокой степени ионизации. Измерение температуры газа возможно только по синглетным линиям гелия, так как в нашем случае зеемановское расщепление линий гелия сравнимо с их полушириной. Для измерения температуры газа T_{Γ} с помощью поляризатора выделялась центральная π -компонента линий $He I 5016 \text{ \AA}$ и $He I 4922 \text{ \AA}$. Расстояние между зеркалами в этом случае равнялось $t = 10$ мм. Так как в условиях исследуемого разряда основным механизмом, определяющим ширину компонент этих линий, является доплеровское уширение, то из измеренной полуширины компонент можно непосредственно получить T_{Γ} . Температура ионов $T_{и}$ определялась по полуширине π -компоненты линии азота $NII 4630,5 \text{ \AA} (3s^3 P^0 - 3p^3 P_2)$, которая также испытывает нормальное зеемановское расщепление. На рис. 3 представлены зависимости полученных таким образом температур от тока дуги $I_{д}$ и напряжения на дуге $U_{д}$. Характерным является большое различие между T_{Γ} и $T_{и}$. Значительно меньшая температура нейтральных атомов,

по-видимому, объясняется охлаждением их на стенках камеры, в то время как уход ионов на стенки затруднен из-за наличия сильного магнитного поля.

б) Измерение концентрации электронов.

Небольшая температура нейтральных атомов дает возможность использовать штарковское уширение линии водорода H_{β} для измерения концентраций электронов, начиная уже с $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и выше. В работе /5/ приведены рассчитанные с учетом эффекта Доплера зависимости полуширины линии ΔH_{β} от $l_{g} n_e$ для различных T_{Γ} , которые имеют линейный характер в пределах $n_e = 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При больших концентрациях такая зависимость не будет иметь места, так как в этом случае доплеровское уширение будет давать незначительный вклад, а при этом условии существует линейная зависимость уже между $l_{g} \Delta H_{\beta}$ и $l_{g} n_e$ /8/. Следовательно, в области $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ зависимость ΔH_{β} от $l_{g} n_e$ должна иметь промежуточный характер. На рис. 4 прямые 1,2,3,4,5 и 6 представляют собой взятые из /5/ теоретические зависимости ΔH_{β} от $l_{g} n_e$ с учетом эффекта Доплера для температур газа 1200, 900, 800, 700, 600 и 500°K соответственно. Кривая 7 дает такую зависимость без учета доплер-эффекта и построена по данным работы /7/. Кривые 8 и 9 проведены с учетом результатов сравнения оптического метода с зондовым /5/ и представляют близкую к истинной зависимость полуширины ΔH_{β} от n_e для $T_{\Gamma} = 1200$ и 600°K во всем диапазоне изменения концентраций.

Ширина линии H_{β} измерялась по спектрограммам, полученным при расстоянии между зеркалами $l = 1$ мм. Результаты измерений при различных режимах приводятся в таблице. Концентрация электронов находилась по кривым 8 и 9 рис. 4. Температура газа бралась по кривым рис. 3.

Т а б л и ц а

Режим разряда				
$I_{\text{д}}$	$U_{\text{д}}$	$T_{\Gamma} [^{\circ}\text{K}]$	$\Delta H_{\beta} [\text{\AA}]$	$n_e [\text{см}^3]$
	280 в	520	0,43	$9 \cdot 10^{13}$
	400 в	640	0,52	$1,25 \cdot 10^{14}$
4 а	600 в	640	0,53	$1,3 \cdot 10^{14}$
	700 в	650	0,57	$1,5 \cdot 10^{14}$
2,4 а	400 в	-	0,43	$8 \cdot 10^{13}$
10 а	- " -	1230	0,7	$1,9 \cdot 10^{14}$
20 а	- " -	1430	0,8	$2,9 \cdot 10^{14}$

Найденные значения концентрации электронов хорошо согласуются с величиной $n_e \approx 1,8 \cdot 10^{14}$, которая получается в предположении полной однократной ионизации газа, находящегося перед разрядом при комнатной температуре и имеющего давление $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст.

Для проверки механизма уширения линии H_{β} был одновременно измерен также профиль линии H_{α} в одном из режимов при малой напряженности магнитного поля. Измеренная полуширина линии H_{α} примерно в 1,8 раза меньше полуширины линии H_{β} в см⁻¹. Это явно говорит о преобладании шарковского уширения для линии H_{β} . Зеемановское расщепление не должно сильно влиять на ширину линии H_{β} , так как для поля $H = 4800$ эрстед оно составляет величину $\approx 0,1 \text{ \AA}$, что сравнимо с тонкой структурой. Чтобы убедиться в этом, были сделаны измерения профиля линии H_{β} при неизменных условиях разряда для напряженности магнитного поля $H = 1600$ эрстед. Профиль H_{β} стал при этом более крутой, но полуширина ΔH_{β} практически не изменилась. Поэтому при определении n_e влияние магнитного поля не учитывалось. Чтобы удостовериться, что измеренное значение концентрации действительно соответствует среднему значению n_e , было измерено распределение интенсивности свечения линии H_{β} и линий ОII в поперечном направлении. Из полученного распределения на рис. 5 видно, что падения интенсивности H_{β} и линий ОII соответствуют друг другу. Это показывает, что водород излучает не только в периферийных областях, но и в центре разряда.

Из таблицы видно, что с увеличением напряжения дуги концентрация электронов увеличивается. В то же время масс-спектральный анализ показывает уменьшение количества ионов He^+ и He^{2+} с увеличением U_d (при U_d больше 400 в.). Интенсивность линии $HeII$ 4888^o тоже уменьшается при $U_d > 400$ в. Одновременно в спектре начинают появляться линии ионов молибдена, что объясняется быстрым ростом распыления электродов при увеличении напряжения дуги /8/. Появление атомов материала катодов в плазме разряда может привести к снижению температуры электронов из-за их большого сечения ионизации, что, в свою очередь, вызовет снижение степени ионизации гелия. Большое влияние примесей металлов (цезия) на характеристики газового разряда в инертных газах при давлении 100–150 мм рт.ст. наблюдалось также в работе /8/, где уже при относительной концентрации цезия 0,2% температура электронов снижалась до 3000^o K, что соответствует T_e для разряда в парах цезия. Увеличение кон-

центрации электронов одновременно с понижением степени ионизации гелия в нашем разряде объясняется появлением в нем дополнительных ионов Mo и W . Таким образом выявляется существенное влияние распыления катодов на процесс ионообразования. Концентрация электронов при увеличении тока сильно падает. В этом случае увеличение n_e может происходить как за счет поступления в разряд молибдена и вольфрама, так и за счет увеличения степени ионизации гелия, поскольку с увеличением тока наблюдается рост интенсивности линии $HeII$ 4686\AA .

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. В плазме разряда существует большое различие между температурами нейтральных атомов и ионов.
2. Концентрация электронов находится в пределах $9 \cdot 10^{13} - 2,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.
3. Присутствие распыленного материала катодов в плазме снижает температуру электронов.

В заключение приносим глубокую благодарность А.Р. Стриганову за руководство работой и Г.В. Шолину за обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. М.П. Морозов, Б.Н. Маков, М.С. Иоффе. Атомная энергия, 2, № 3, 272 (1957).
2. Ю.Д. Пигаров, П.М. Морозов. ЖТФ, 31, 467, 476 (1961).
3. А.С. Пасюк, Го Ци-лянь. ПТЭ, № 1, 28 (1965).
4. И.И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, Москва, 1963.
5. Л.А. Луизова. Оптика и спектр, 15, 836 (1963).
6. В.Ф. Китаева, В.В. Обухов-Денисов, Н.Н. Соболев. Оптика и спектр, 12, 179 (1962).
7. H.R.Griem. Plasma spectroscopy. McGraw-Hill, New York, 1964.
8. А.С. Пасюк, Ю.П. Третьяков, В. Станку. ПТЭ, № 3, 42 (1965).
9. Н.Д. Моргулис и И.Н. Полушкин. ЖТФ, 36, 3, 542 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1966 г.

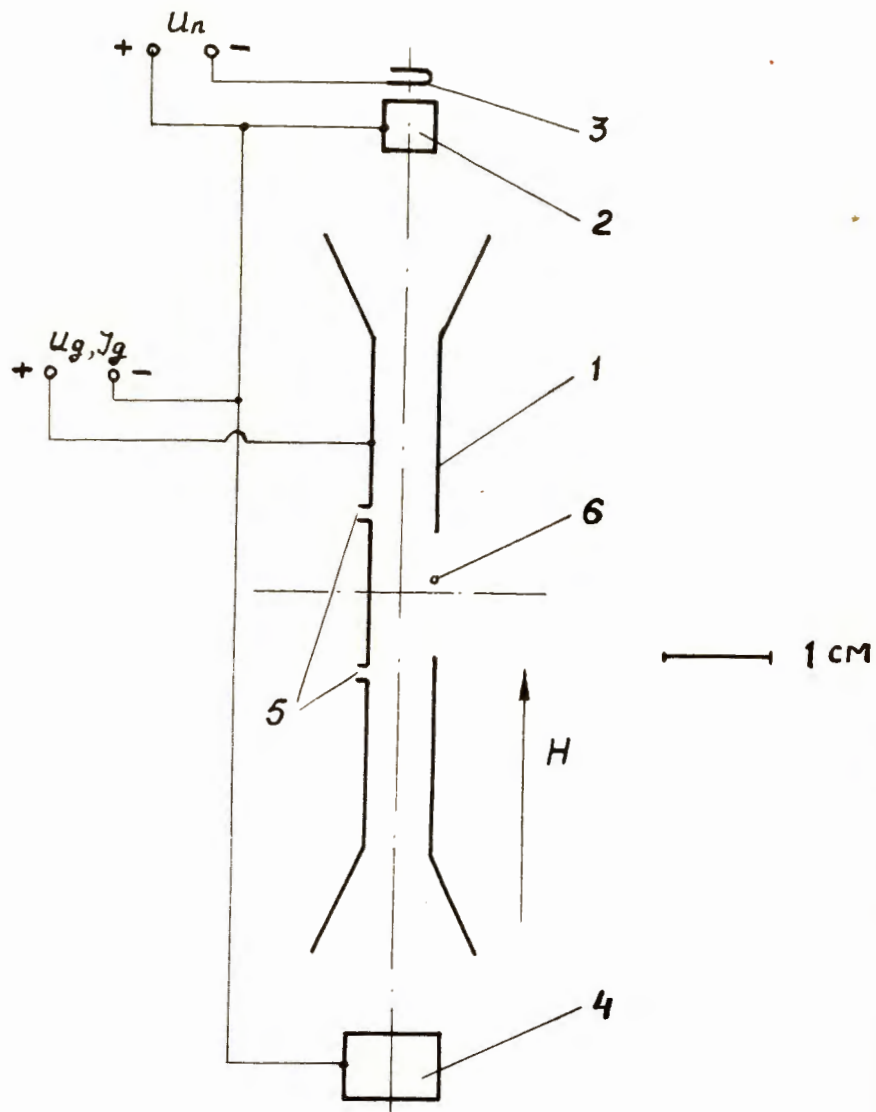


Рис. 1. Схема источника МЗИ.

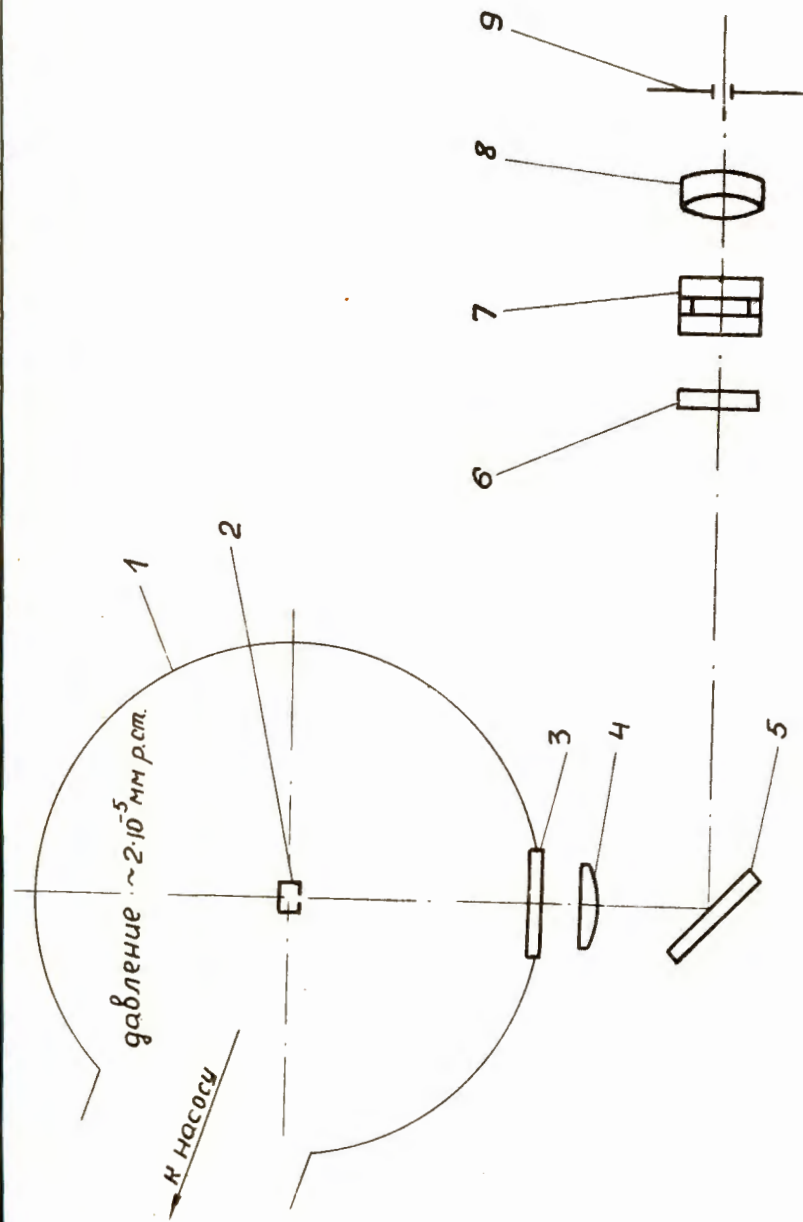


Рис. 2. Оптическая схема установки. 1 - вакуумная камера, 2 - источник МЗИ, 3 - смотровое окно, 4 - линза, 5 - поворотное зеркало, 6 - поляризатор, 7 - интерферометр Фабри-Перо, 8 - объектив, 9 - щель спектрографа.

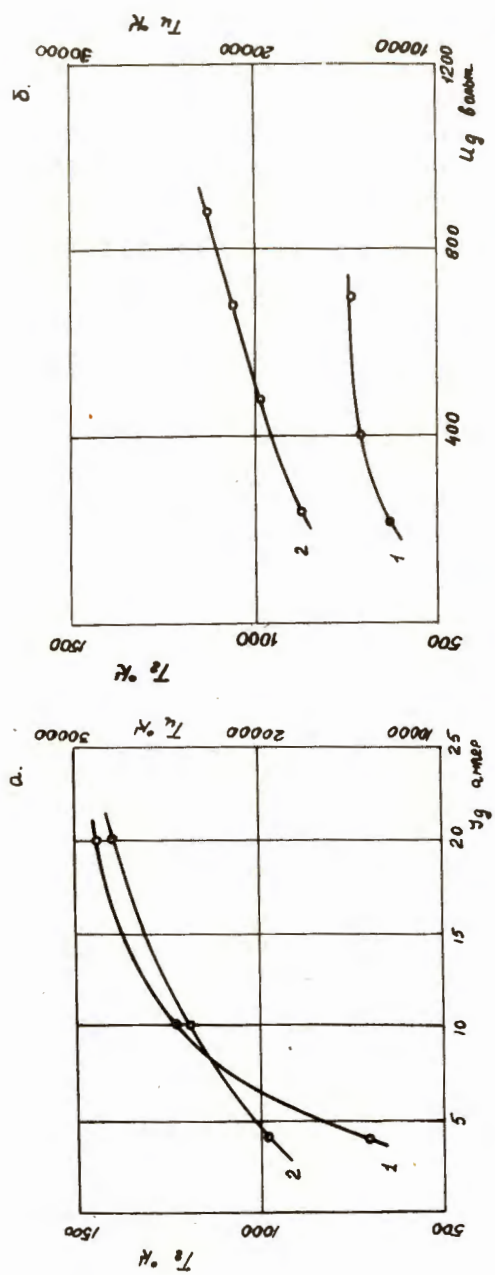


Рис. 3. Зависимость температуры атомов и ионов: а - от тока дуги I_d при $U_d = 400$ в; б - от напряжения на дуге при $I_d = 4$ а. Кривая 1 - температура атомов гелия, кривая 2 - температура ионов азота.

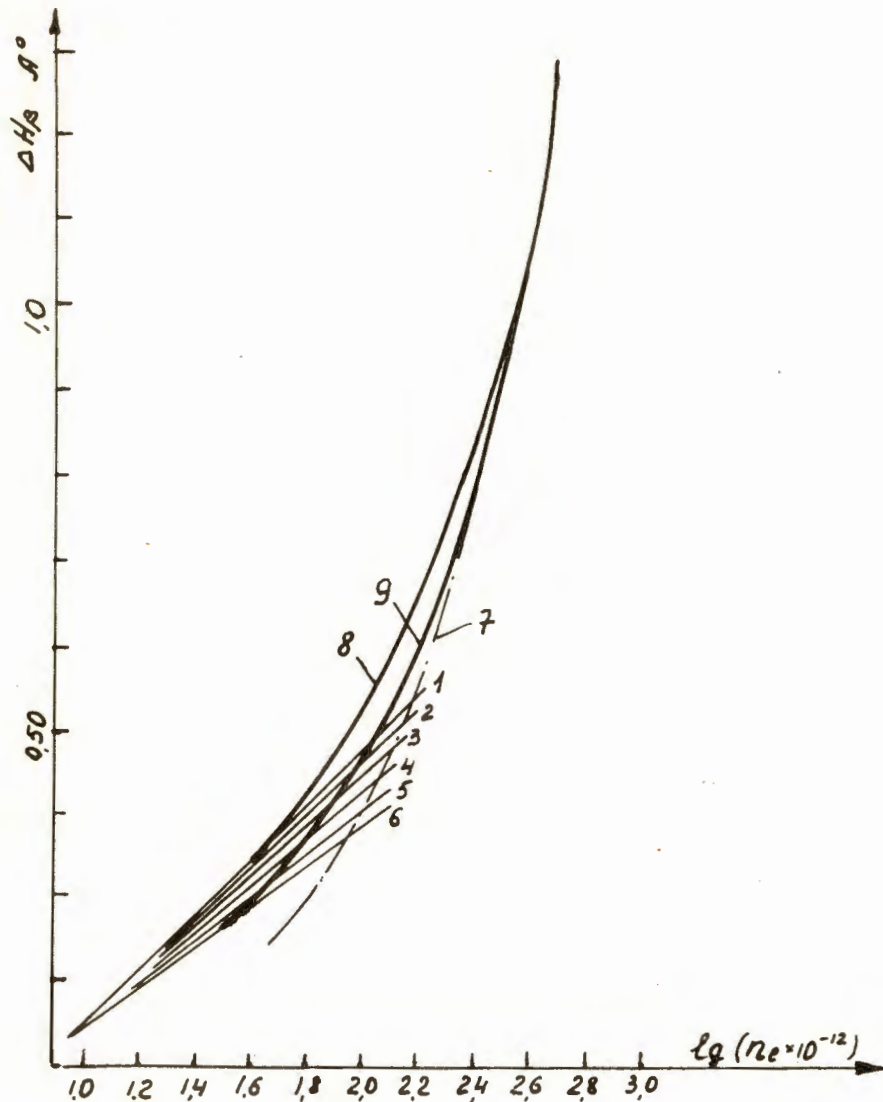


Рис. 4. Зависимость полуширины линии H_β от концентрации электронов.

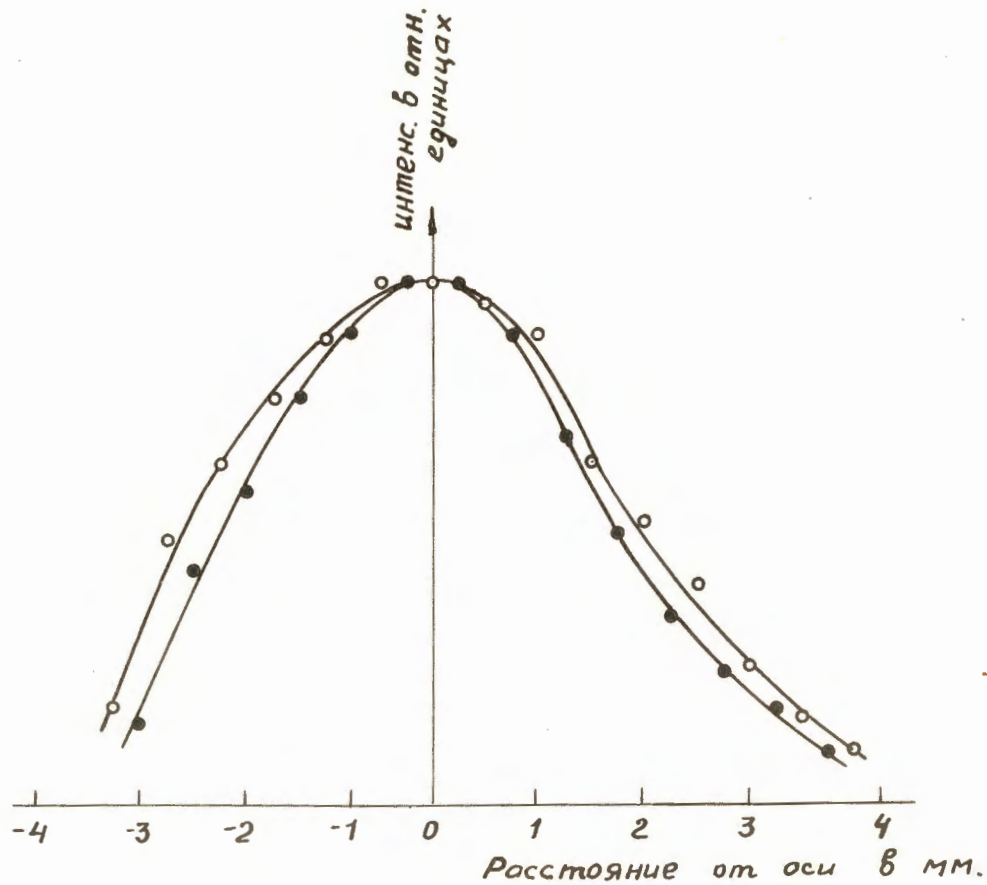


Рис. 5. Распределение интенсивности линий по поперечному сечению столба,
○—Вβ, •—ОП.