

4

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

И Я Ф 57 - 70

Р.И.Солоухин, Ю.А.Якоби

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ
И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ
ПО ДАННЫМ ЛАЗЕР-ШЛИРЕН ИЗМЕРЕНИЙ**

Новосибирск

1970

Процессы, происходящие в прямом импульсном разряде, в настоящее время вновь привлекают к себе внимание в связи с выбором рабочего режима мощных газовых лазеров /1-4/. Представляется вероятным, что в импульсных режимах в возбуждении инверсии принимает участие не только первичный процесс - электрический разряд, но и ряд вторичных явлений - ударные волны, рекомбинация, химические реакции и т.п. Существование гидродинамических возмущений в прямых разрядах было зарегистрировано в ряде работ /5,6/. Ударные волны и волны сжатия могут вызывать дополнительную инверсию заселенности путем ионизации и последующего электронного возбуждения атомов и молекул. При этом наибольший интерес представляют плотности порядка $10^{16}-10^{17}\text{см}^{-3}$, поскольку при меньших плотностях трудно получить заметный коэффициент усиления в газоразрядном лазере, а при больших - инверсия быстро разрушается ударами второго рода.

В данной работе было проведено изучение распределения концентрации электронов по сечению разрядной трубки в прямом разряде в аргоне - как в течение протекания разрядного тока, так и на последующих стадиях процесса. Для измерения во времени градиентов электронной плотности и для построения общей картины распределения электронной концентрации по изменению показателя преломления плазмы использовался шлирен-метод /7/ с CO_2 -лазером (10,6 мк) в качестве источника света. Проведенные измерения выявили сложную картину формирования серии последовательных радиальных волн сжатия, существующих в течение достаточно длительного периода после окончания разряда.

Показатель преломления плазмы N определяется суммарным вкладом её нейтральной n_0 и заряженной n_e компонент:

$$N-1 = -An_e\lambda^2 + (B+C/\lambda^2)n_0 \quad (1)$$

где λ - длина волны, $A = 4,46 \cdot 10^{-14}$, B и C - константы, характерные для данного атома или иона. Из формулы (1) видно, что

$$dN/dn_e = -A\lambda^2, \text{ а } dN/dn_0 = B+C/\lambda^2 \quad (2)$$

Следовательно, переход к измерениям в длинноволновой части спектра имеет принципиальное значение, т.к. при этом резко повышается чувствительность к электронной компоненте. Кроме того,

измерения в инфракрасной области позволяют определять относительно невысокие концентрации электронов на фоне преобладающей нейтральной компоненты в слабоионизованной плазме. Появление в плазме градиента плотности электронов в направлении, перпендикулярном к направлению зондирующего светового пучка, приводит к отклонению пучка на угол.

$$\beta = -A\lambda^2 L \cdot \nabla n_e \quad (3)$$

где L - длина области возмущения вдоль направления светового пучка.

Схема экспериментальной установки изображена на рис.1. В работе использовался CO_2 -лазер с прокачкой газа (мощность 20 вт). В объем резонатора вводилась ирисовая диафрагма для подавления мод высших порядков. Это позволяло уменьшить размеры фокального пятна на выходе системы, а также исключить биения, которые в противном случае спорадически возникают в излучении лазера. Излучение выходило через отверстие в одном из зеркал диаметром 2 мм.

Зондировалась плазма, создаваемая в газоразрядной трубке с окнами из фтористого бария. Газоразрядный промежуток равнялся 25 см, внутренний диаметр трубки - 17 мм. В трубке создавался стационарный продольный тлеющий разряд, на который периодически накладываются импульсные разряды между теми же электродами. Наличие постоянного токового канала обеспечивает симметрию импульсных разрядов относительно оси трубки и обуславливает хорошую воспроизводимость условий их протекания. Ток тлеющего разряда обеспечивается выпрямителем и ограничивается сопротивлением R_2 . Напряжение, падающее на этом сопротивлении, заряжает также конденсатор C . При подаче поджигающего импульса на сетку тиратрона T конденсатор разряжается через него на разрядную трубку.

Луч CO_2 лазера, прошедший через трубку, попадает на соляную пластинку, которая направляет 1% падающего потока на линзу L из фтористого бария с фокусным расстоянием 30 см, фокусирующую излучение на лезвие "ножа" N . Размеры фокального пятна 0,3 мм, "нож" перекрывает половину фокального пятна. Излучение регистрируется фотосопротивлением Fe (Ag), охлаждаемым жидким азотом. Регистрация динамики разряда по его са-

мосвечению осуществлялась с помощью ждущего фоторегистратора в режиме щелевой развертки одновременно с наблюдением шлирен-эффекта.

Количественная интерпретация шлирен-эффекта осуществлялась следующим образом. Распределение освещенности J фокального пятна по оси X , перпендикулярной оптической оси системы и кромке ножа, определялась путем сканирования пятна кромкой ножа с помощью микрометрического винта. По полученному распределению $J(x)$ строился график интегральной функции
$$\Phi(x) = \int_0^x J(x) dx$$
. В результате шлирен-эффекта регистрировалась величина $Z = \Phi(x) - \Phi(x_0)$, где x_0 - положение кромки ножа, соответствующее середине фокального пятна. Это позволяло графически определить величину линейного смещения $x - x_0 = \beta f$, где f - фокусное расстояние линзы, а через нее и значение градиента электронной плотности dn_e/dz , где z - расстояние от оси трубки до зондируемого участка. Ввиду того, что даже в установившемся режиме мощность излучения CO_2 - лазера колеблется в пределах 10-20%, осуществлялось мониторингирование общей интенсивности. Для этого лазер питался выпрямленным нефильтрированным напряжением с частотой 100 гц. В моменты перехода напряжения через нуль генерация прекращается, поэтому временная картина генерации состоит из четко разделенных импульсов длительностью ~ 7 мсек с частотой 100 гц. Наблюдение шлирен-эффекта ведется на вершине одного из этих импульсов. Поскольку длительность развертки при этом составляет 50-100 мсек, изменением общей интенсивности излучения за этот промежуток времени можно пренебречь. Линия развертки смещается относительно нормального положения на величину, равную высоте импульса генерации Z_0 . В описанной выше методике расчёта величина Z заменялась безразмерным отношением Z/Z_0 , что обеспечивало независимость полученных результатов от колебаний интенсивности лазера. Параллельно осуществлялось осциллографирование тока через газоразрядную трубку.

Характерной особенностью полученных осциллограмм является наличие второго максимума шлирен-сигнала уже после окончания тока. Величина этого сигнала растёт с увеличением импульсного тока через трубку (рис.2). Скоростные щелевые развертки самосвечения разряда регистрируют серию интенсивных радиальных возмущений, существующих в трубке после окончания разряда. Анализ

осциллограмм и разверток свечения газа показывает, что второй максимум ионизации связан со сходящейся к центру ударной волной. Была вычислена скорость ударной волны как отношение удвоенного расстояния точки вблизи оси до стенки к промежутку времени от первого до второго максимума. В таблице 1 представлены значения скоростей при различных давлениях и напряжениях на трубке. Как и следовало ожидать, с повышением давления средняя скорость ударной волны понижается. Осциллограммы шликрен-сигнала при повышении давления показывают наличие целой серии последовательных радиальных возмущений. Скоростная развертка при этих давлениях также показывает формирование серии последовательных радиальных волн сжатия, существующих в течении времени в 5-20 большего, чем длительность разряда (рис.3).

Производилось осциллографирование временных зависимостей шликрен-эффекта при радиальном смещении зондирующего луча лазера параллельно оси трубки. При переходе луча через ось трубки наблюдаемое отклонение Z меняло знак, что свидетельствует о симметрии разряда относительно оси (рис.4).

По результатам замеров на разных радиусах было построено радиальное распределение электронной плотности на различных стадиях процесса - путем вычисления интегральной функции

$$\int_0^z dn_e / dz \cdot dz$$

На рис.5-10 представлены полученные таким образом профили в моменты первого и второго максимумов ионизации, а также в момент, когда сходящаяся волна еще не приблизилась к центру трубки. При малых давлениях волна лишь "выполаживает" профиль ионизации, а при увеличении начального давления в разрядной трубке фронт ударной волны можно непосредственно наблюдать по форме профиля электронной плотности. На рис.11,12 представлено значение электронной плотности на оси трубки в моменты первого и второго максимумов.

Параллельно с измерением шликрен-эффекта производилась интерферометрия той же плазмы в режиме фотометрического счёта полос на интерферометре Майкельсона с CO₂-лазером в качестве источника света. Полученные результаты хорошо согласуются с приведенными выше. Следует однако отметить, что при работе в режиме фотоэлектрического счёта полос на осциллограммах наблюдались искажения, связанные со шликрен-эффектом, проявляющимся

одновременно с фазовым сдвигом. Заметим также, что относительная роль шлирен-эффекта возрастает при переходе в инфракрасную область спектра.

В самом деле, величина фазового сдвига $\Delta\varphi$ световой волны, прошедшей в плазме расстояние L

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (N-1) \cdot L = -2\pi A n_e \cdot L \lambda \quad (4)$$

Шлирен-сигнал при равномерной освещенности пропорционален углу β . Сравнение формул (3) и (4) даёт

$$\frac{\beta}{\Delta\varphi} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\nabla n_e}{n_e} \quad (5)$$

Полезно провести сравнительную оценку чувствительности определения электронной концентрации при интерферометрии и в шлирен-измерениях. Положим, что удаётся надёжно регистрировать $1/t$ долю полосы. Тогда из формулы (4) имеем для минимально обнаружимой электронной концентрации

$$n_e^{\min} = 1/A \cdot L \cdot \lambda \cdot t \quad (6)$$

В качестве критерия чувствительности шлирен-метода естественно принять возможность регистрации изменения также на $1/t$ долю от общей интенсивности. Из формулы (3) для минимально обнаружимого градиента электронной концентрации имеем

$$\nabla n_e^{\min} = S/2A \cdot L \cdot \lambda^2 \cdot t \cdot f \quad (7)$$

где S - размер фокального пятна. Отсюда

$$\frac{\nabla n_e^{\min}}{n_e^{\min}} = \frac{S}{2f \cdot \lambda} \quad (8)$$

В линейном приближении $\nabla n_e = n_e/z_0$, где z_0 - эффективный радиус плазменного образования. Отсюда условие равенства чувствительностей обоих методов запишется в виде

$$z_0 \cdot S = 2f \cdot \lambda \quad (9)$$

Интерферометрический метод более чувствителен при $z_0 S > 2f \cdot \lambda$
шлирен-метод при $z_0 S < 2f \cdot \lambda$

Подстановка конкретных параметров описываемого эксперимента показывает, что чувствительность шлирен-метода в нашем случае приблизительно в 4 раза выше.

Таким образом, описанный выше количественный шлирен-метод с применением лазерного источника, работающего в инфракрасном диапазоне, обеспечивает детальное наблюдение состояния ионизованного газа в импульсном разряде. Проведенные наблюдения выявили сложную картину волновых процессов в плазме разряда. Радиальные волны сжатия вызывают резкие колебания концентрации электронов в разрядной трубке, поэтому описанные выше явления могут играть существенную роль, например, при электрическом возбуждении инверсной заселенности в газовых лазерах, работающих в импульсном режиме питания.

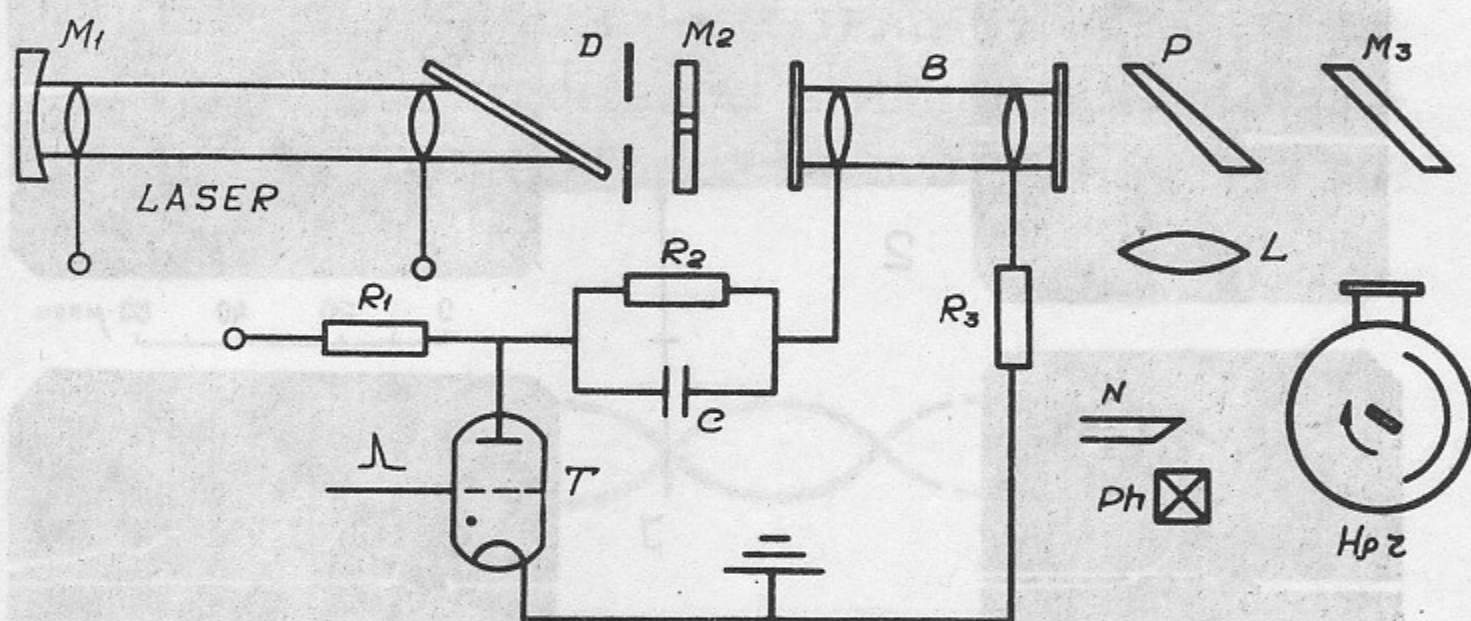
Л и т е р а т у р а

1. Ф.К.Леонов, Е.Д.Проценко, Ю.М.Сапунов. Оптика и спектроскопия, 21, 243 (1966).
2. В.М.Лихачев, М.С.Рабинович, В.М.Сутовский. Письма ЖЭТФ, 5, 55 (1967).
3. *A.E. Hill, Appl. Phys. Lett.* 12, 324 (1968).
4. *R.A. McFarlane, L.H. Fetz Appl. Phys. Lett., 14, 385 (1969)*
5. Ю.Г.Козлов, А.М.Шухман, ЖТФ, 38, 1465 (1968).
6. И.В.Деменик, Е.В.Мнускин, Н.И.Середа, Д.П.Соловей. Теплофизика высоких температур, 8, 443 (1970).
7. *J.H. Kiefer, R.W. Lutz, Journ. Chem. Phys.* 44, 658; 44, 668 (1966), также: *Phys. Fluids,* 9, 1638 (1966)

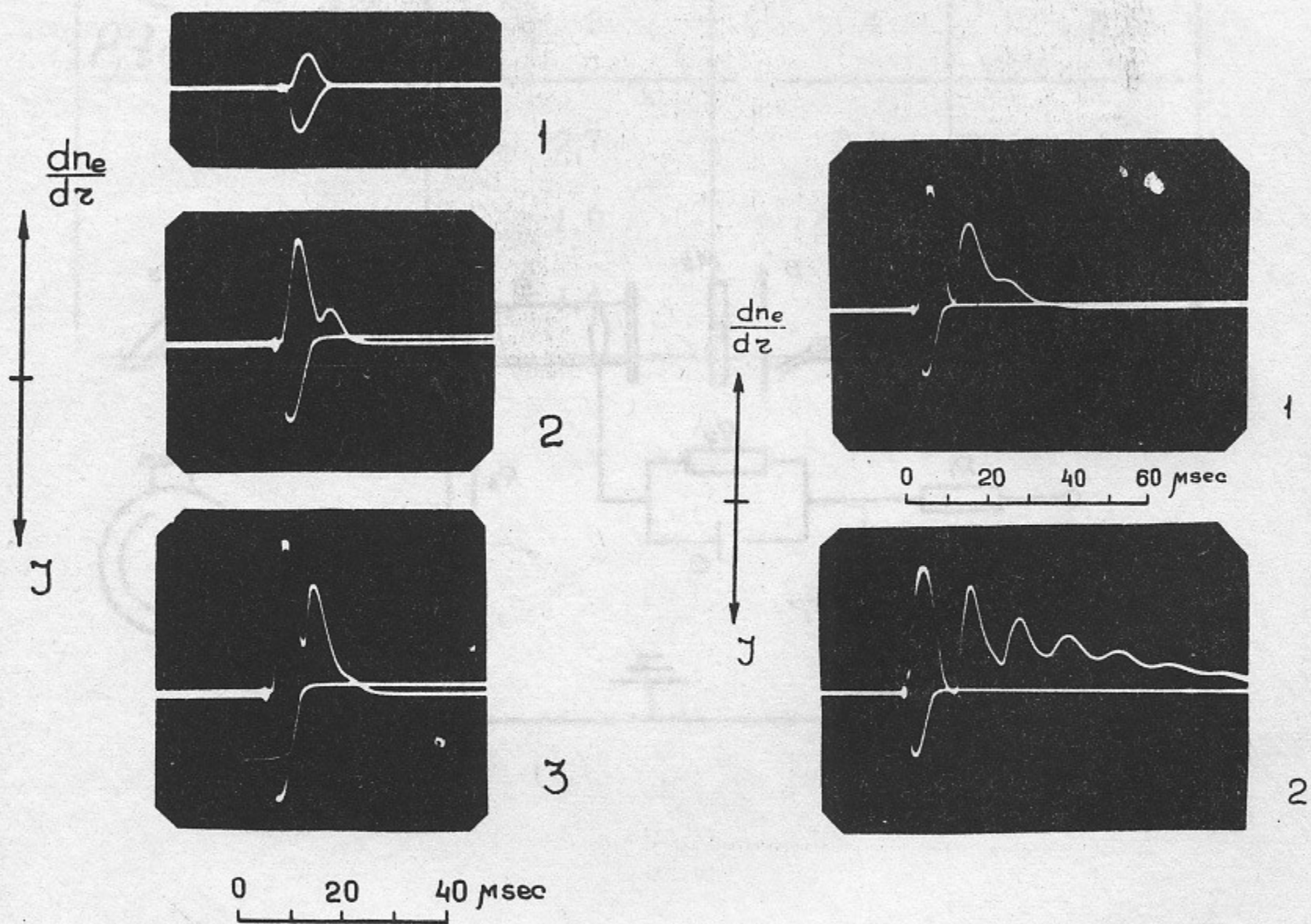
Т а б л и ц а 1

Скорости ударных волн в км/сек в зависимости от напряжения U и давления P аргона.

$P, \text{тогг}$ \ $U, \text{кV}$	3	4	5
0,5	2,7	3,1	3,4
1	1,9		
2	1,4		



Фиг.1. Схема экспериментальной установки. M_1 , M_2 - зеркала лазера, D - ирисовая диафрагма, B - разрядная трубка, P - пластина из $NaCl$, L - линза из BaF_2 , N - "нож", Ph - фотосопротивление, M_3 - поворотное зеркало, H - скоростной фоторегистратор, T - тиратрон, $C=0,5 \mu F$, $R_1=10 \text{ к}\Omega$, $R_2=400 \text{ к}\Omega$, $R_3=3 \Omega$.



Фиг.2. Осциллограммы шlierен-сигнала и разрядного тока:
 а) $P = 0,5 \text{ } \log 2$, 1-2 кV , 2-3 кV , 3-4 кV .
 б) $U = 3 \text{ кV}$, 1-1 $\log 2$, 2-2 $\log 2$.

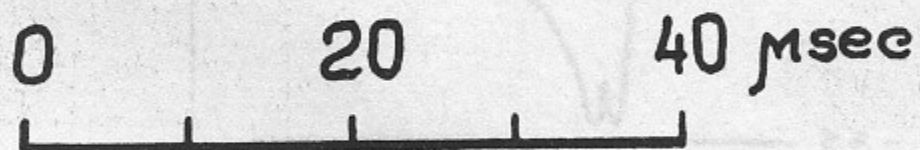
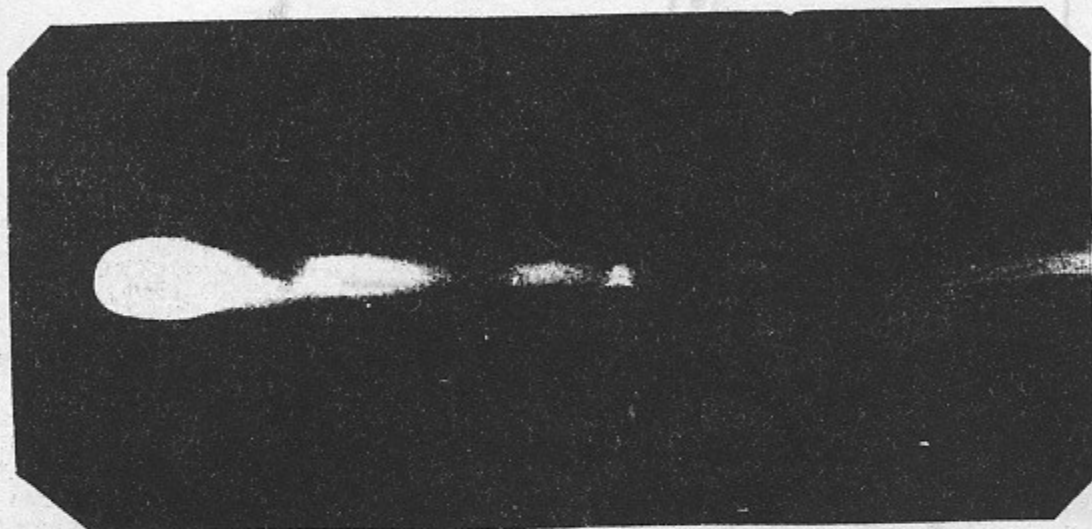


Рис.3. Скоростная щелевая развертка самосвечения разряда

$$P = 2 \text{ логг} , U = 3 \text{ кV} .$$

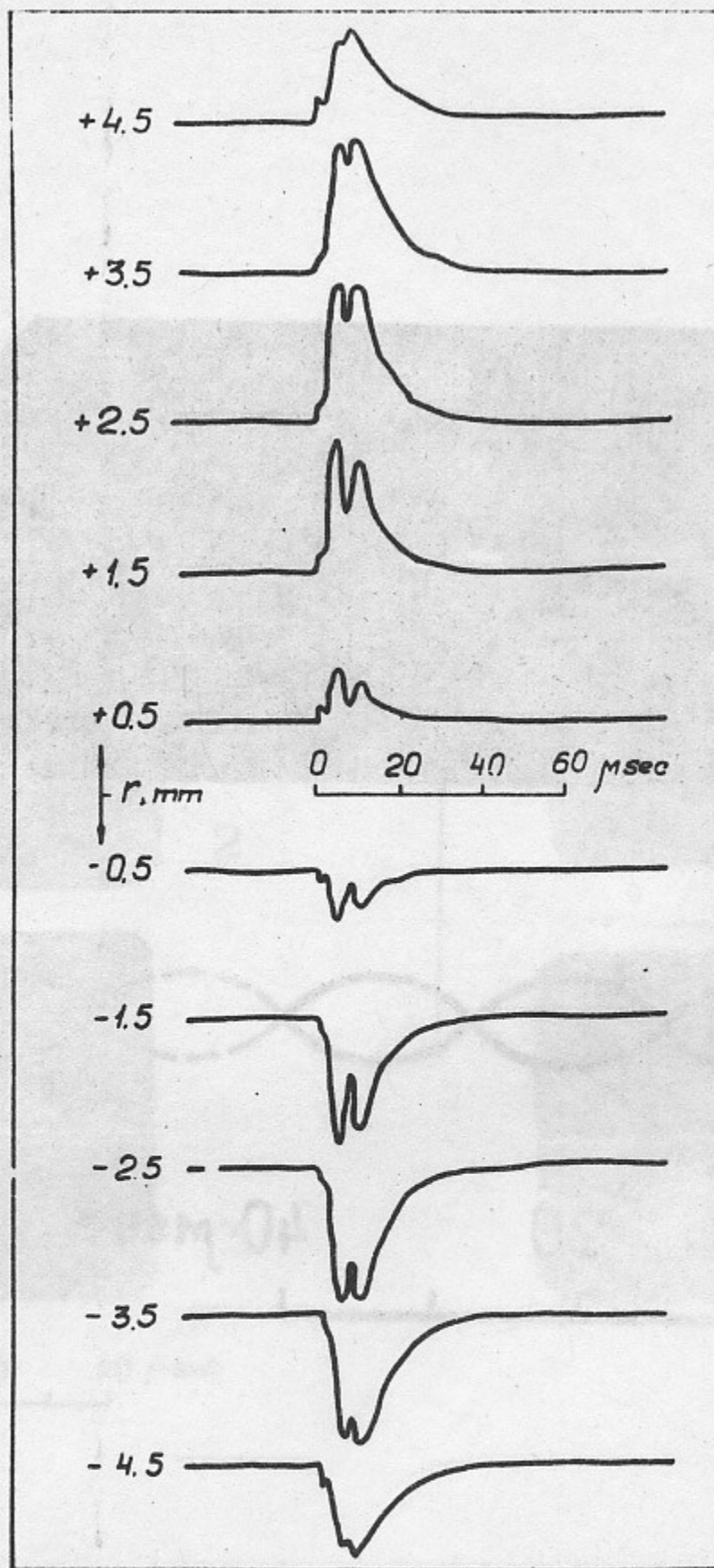
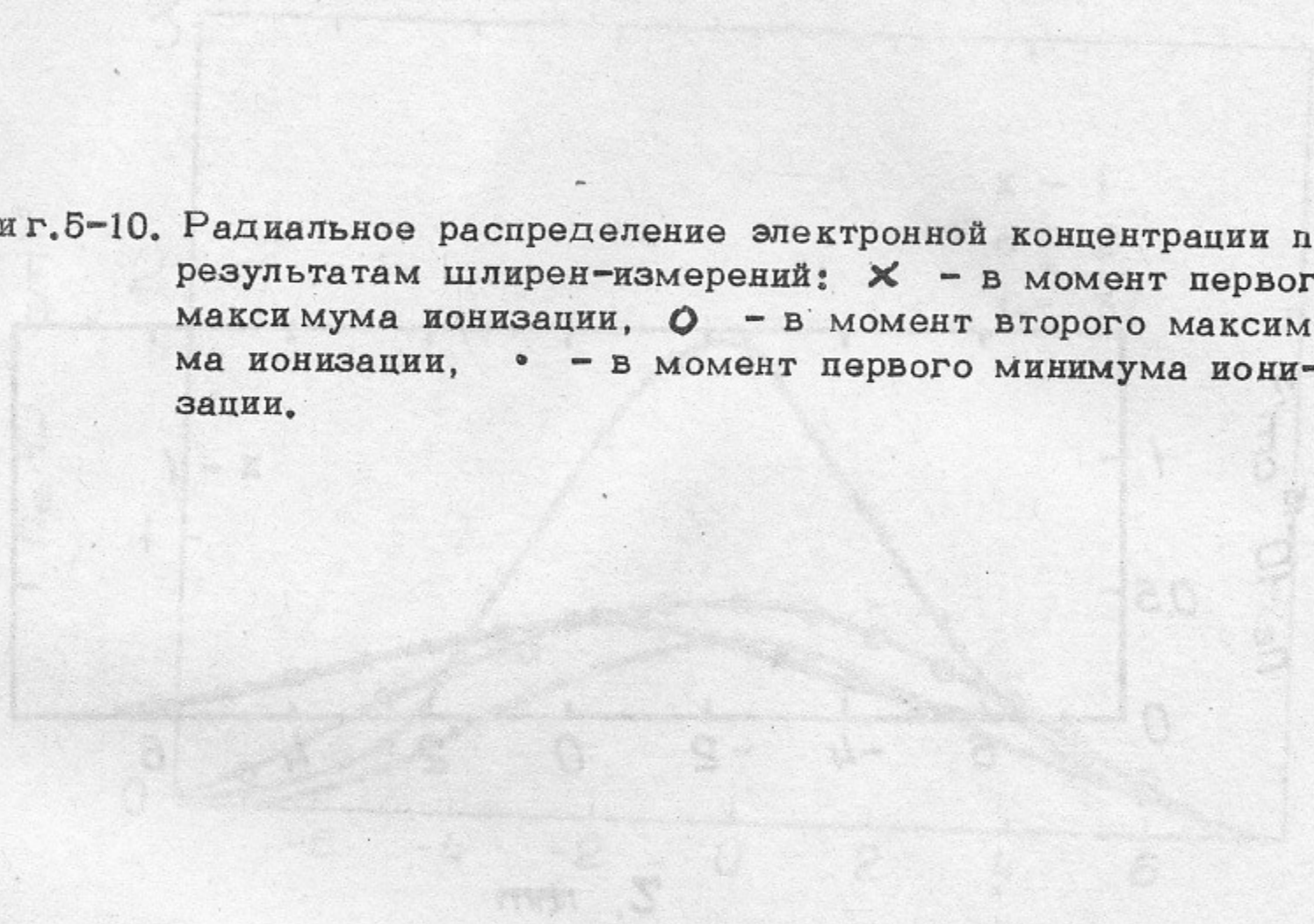
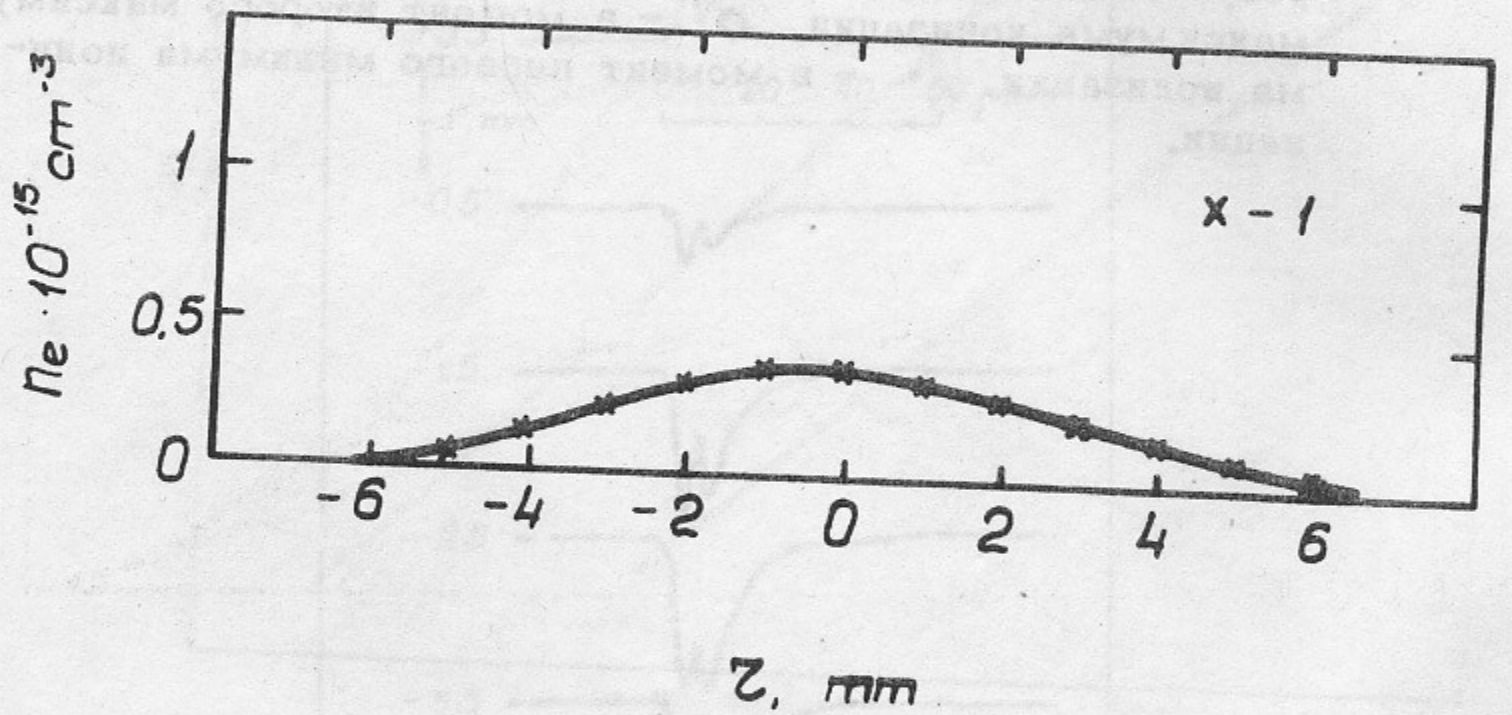


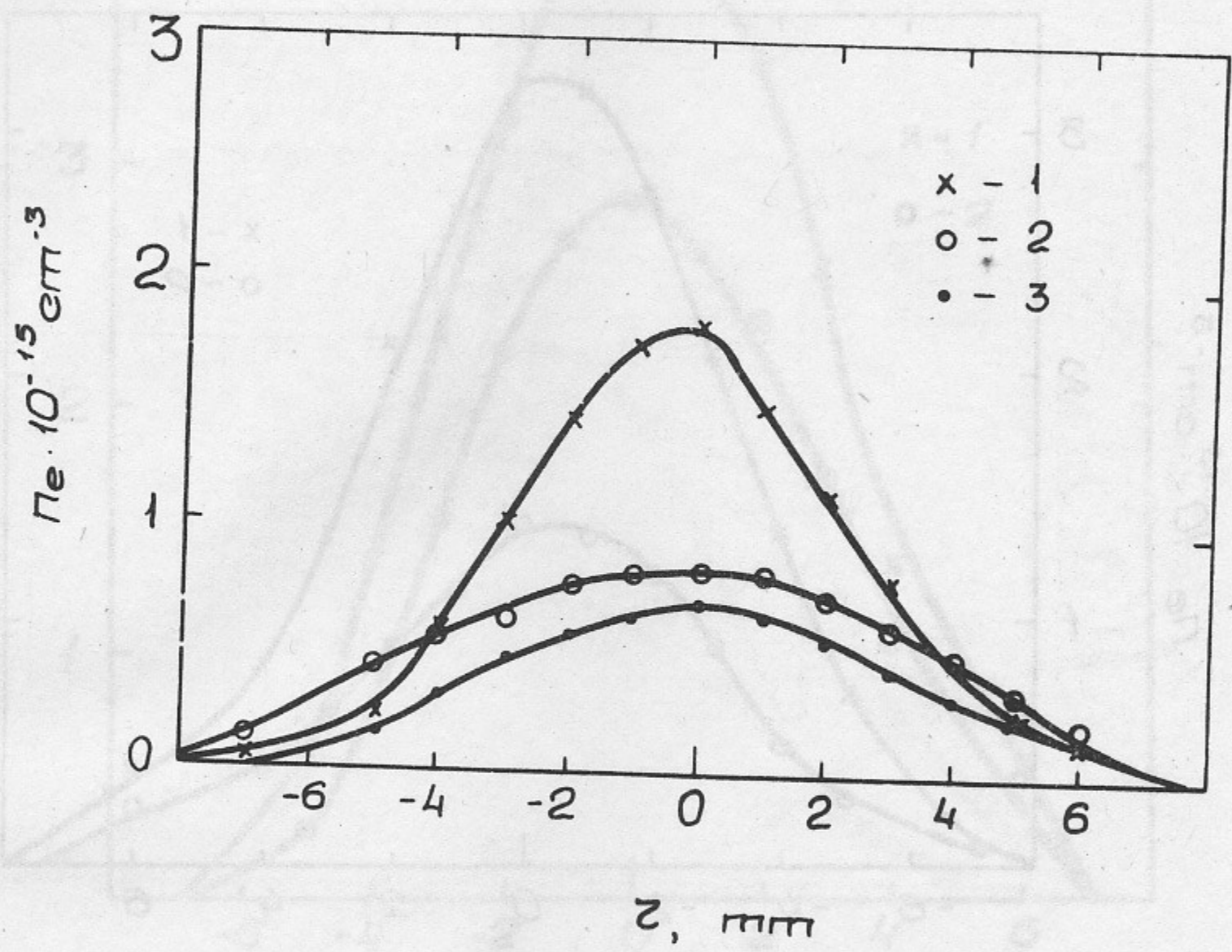
Рис.4. Радиальная зависимость шlierен-сигнала, z - расстояние от оси разрядной трубки.

Фиг.5-10. Радиальное распределение электронной концентрации по результатам шлирен-измерений: X - в момент первого максимума ионизации, O - в момент второго максимума ионизации, • - в момент первого минимума ионизации.

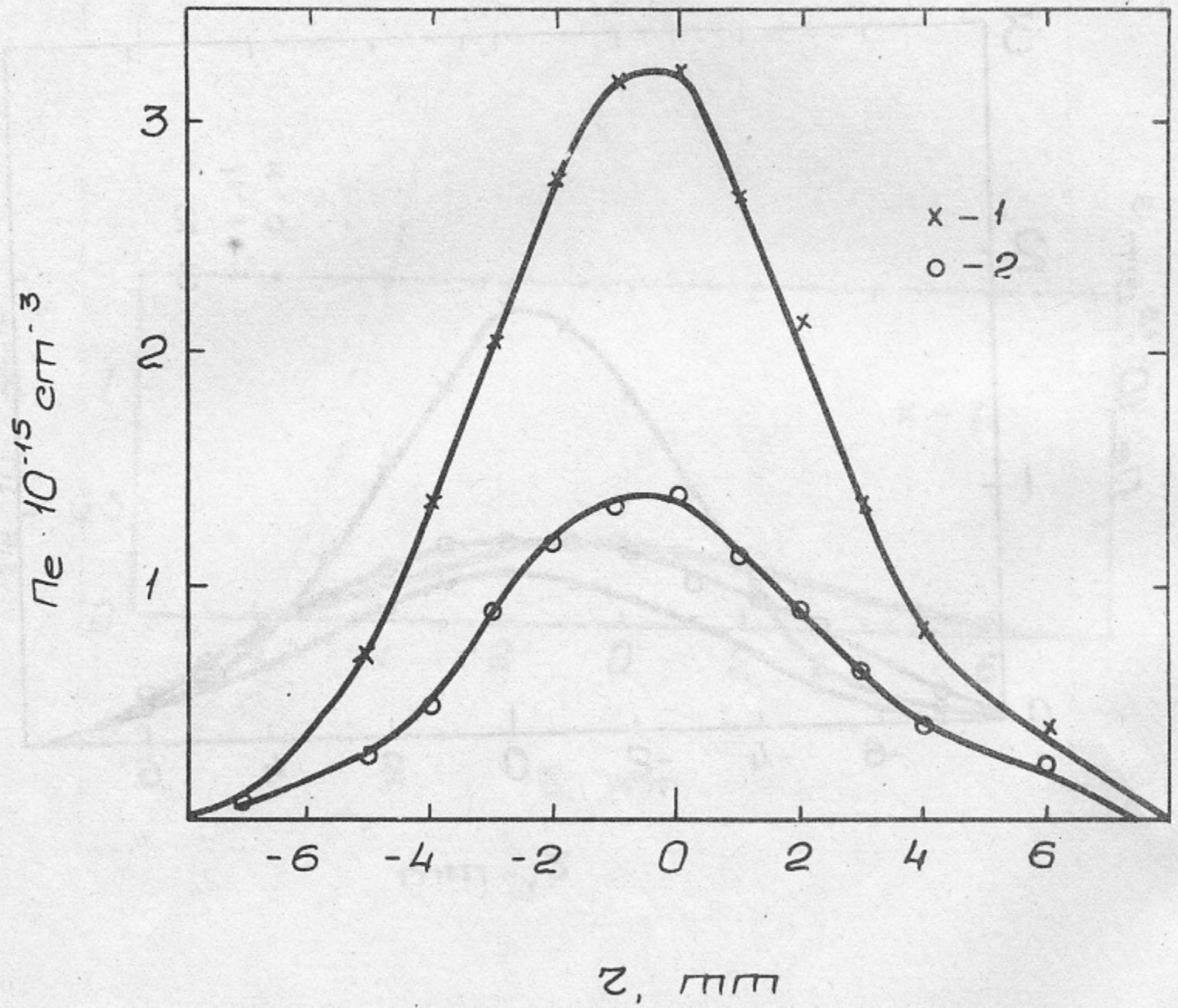




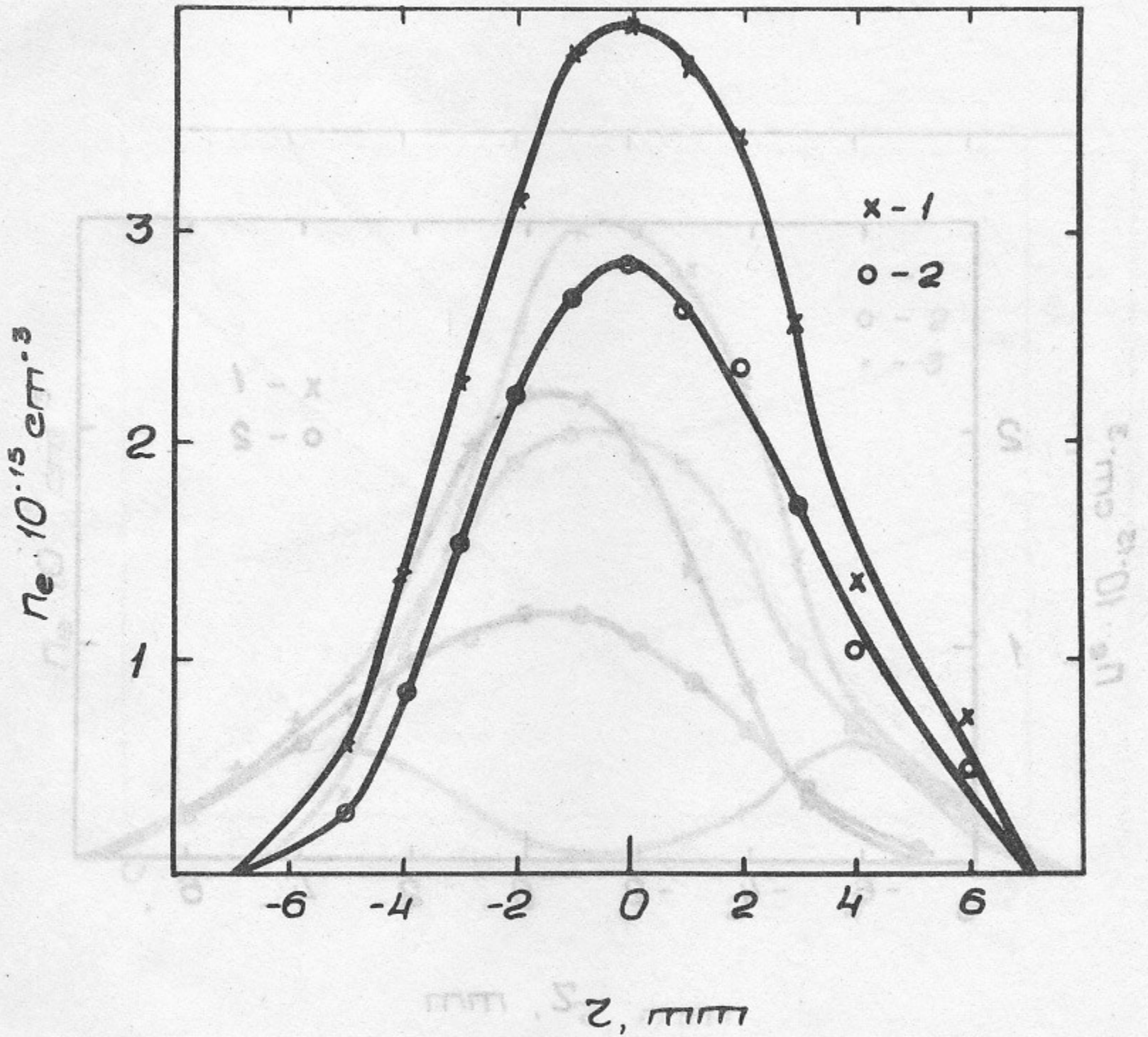
Фиг.5. $\rho = 0,5 \text{ г/см}^3$, $U = 2 \text{ кВ}$.



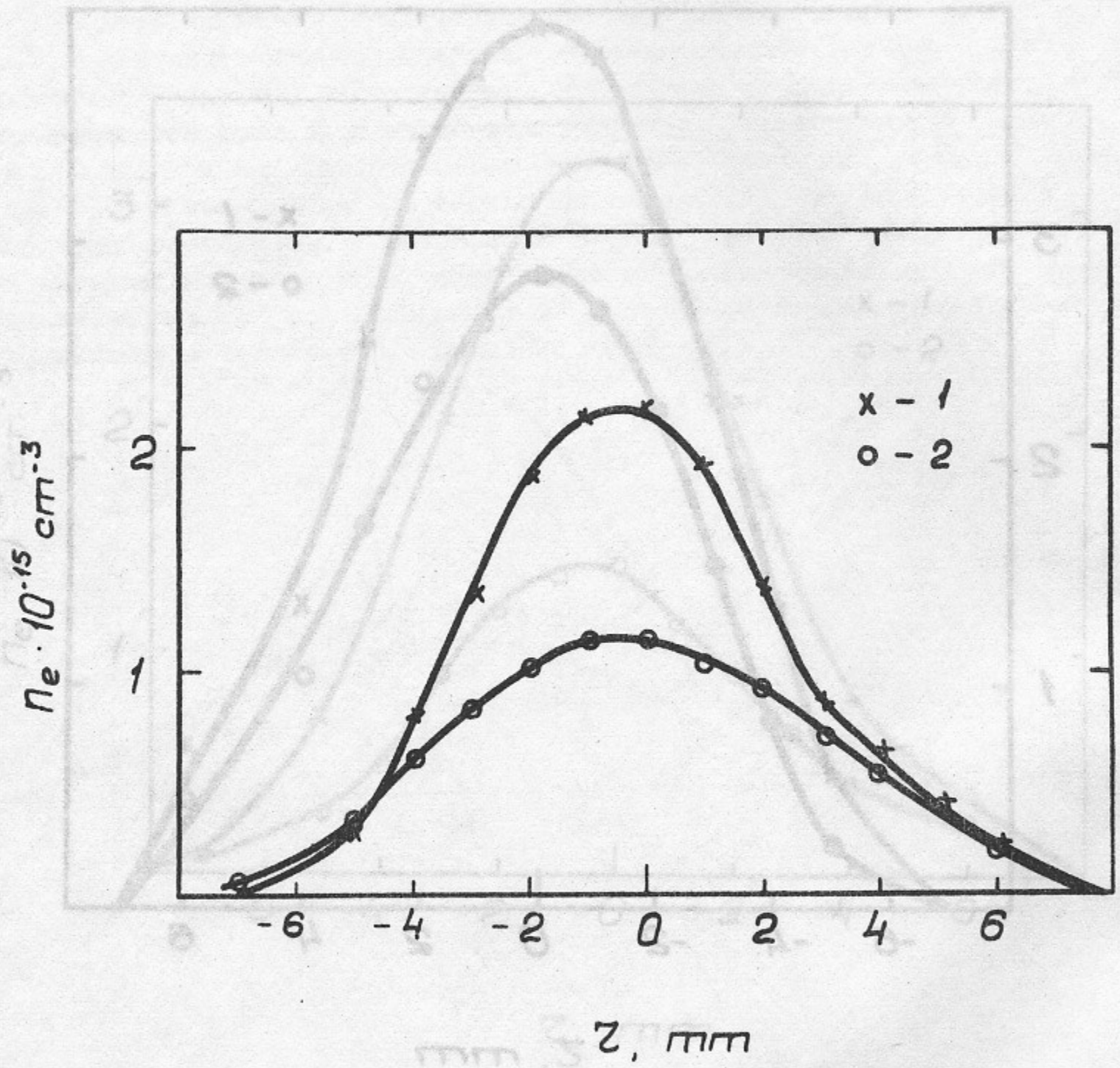
Фиг. 6. $\rho = 0,5 \text{ тогг}$, $U = 3 \text{ кV}$.



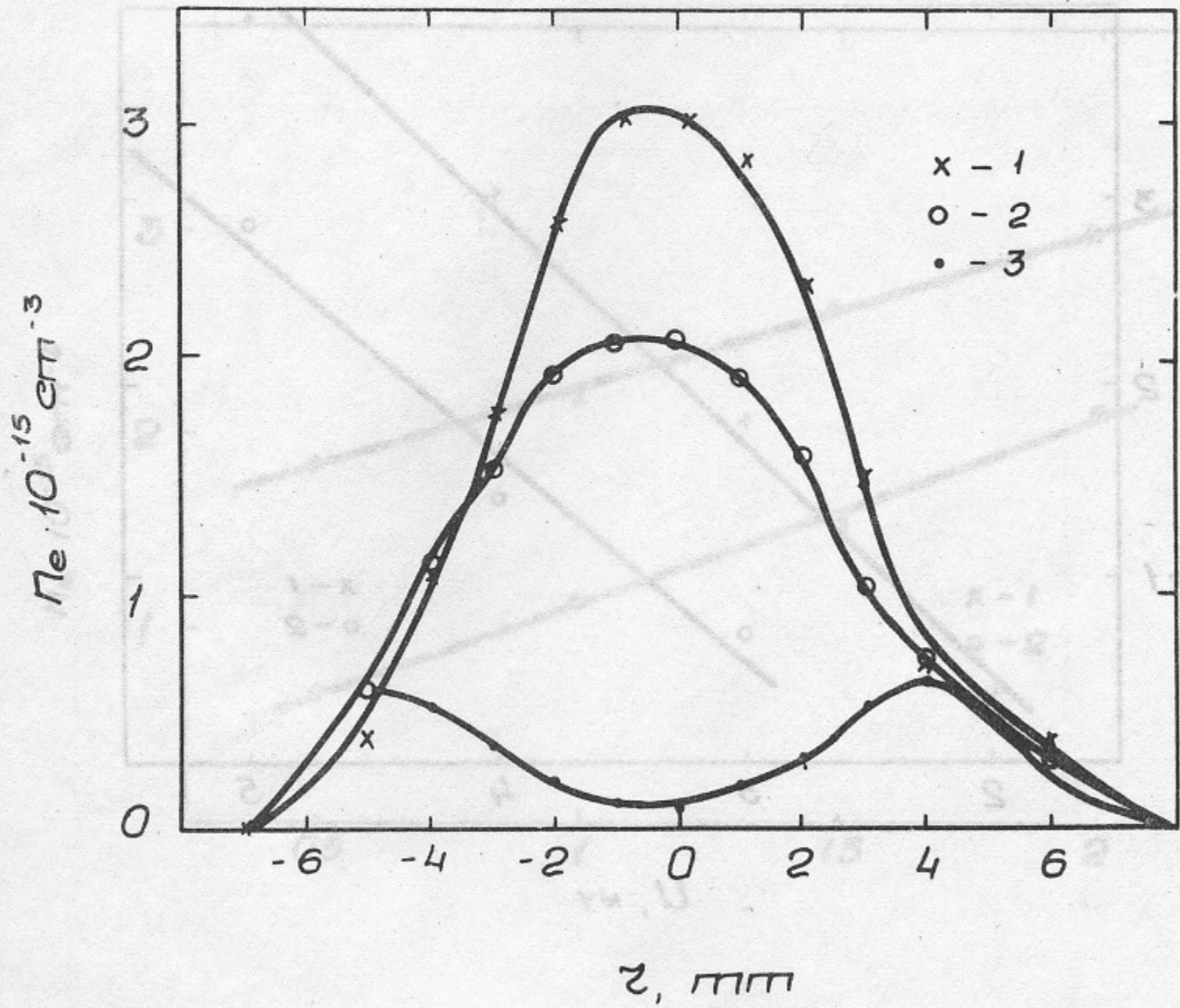
Фиг.7. $\rho = 0,5 \text{ тг/см}^3$, $U = 4 \text{ кV}$.



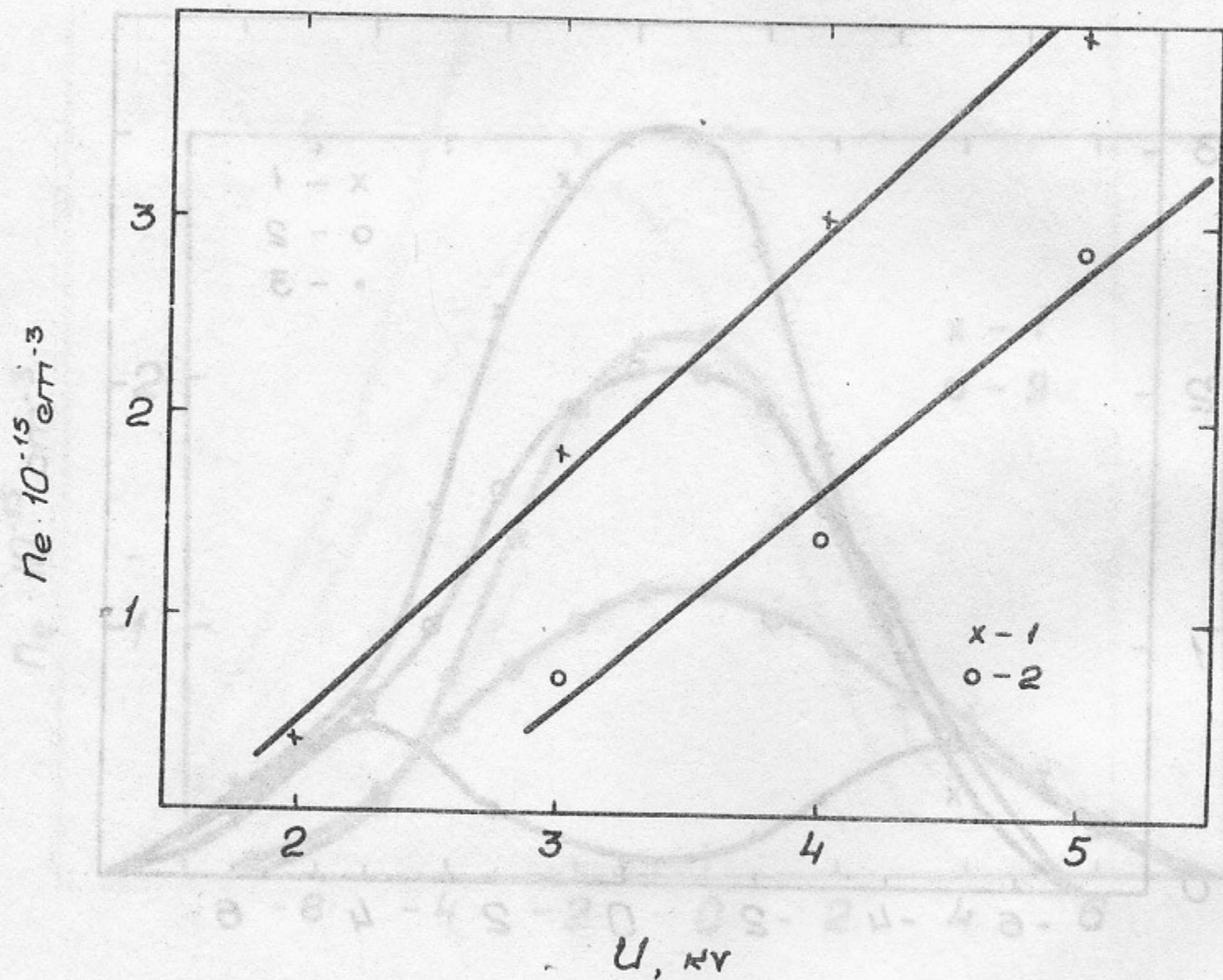
Фиг. 8. $P = 0,5 \text{ тсгг}$, $U = 5 \text{ кV}$.



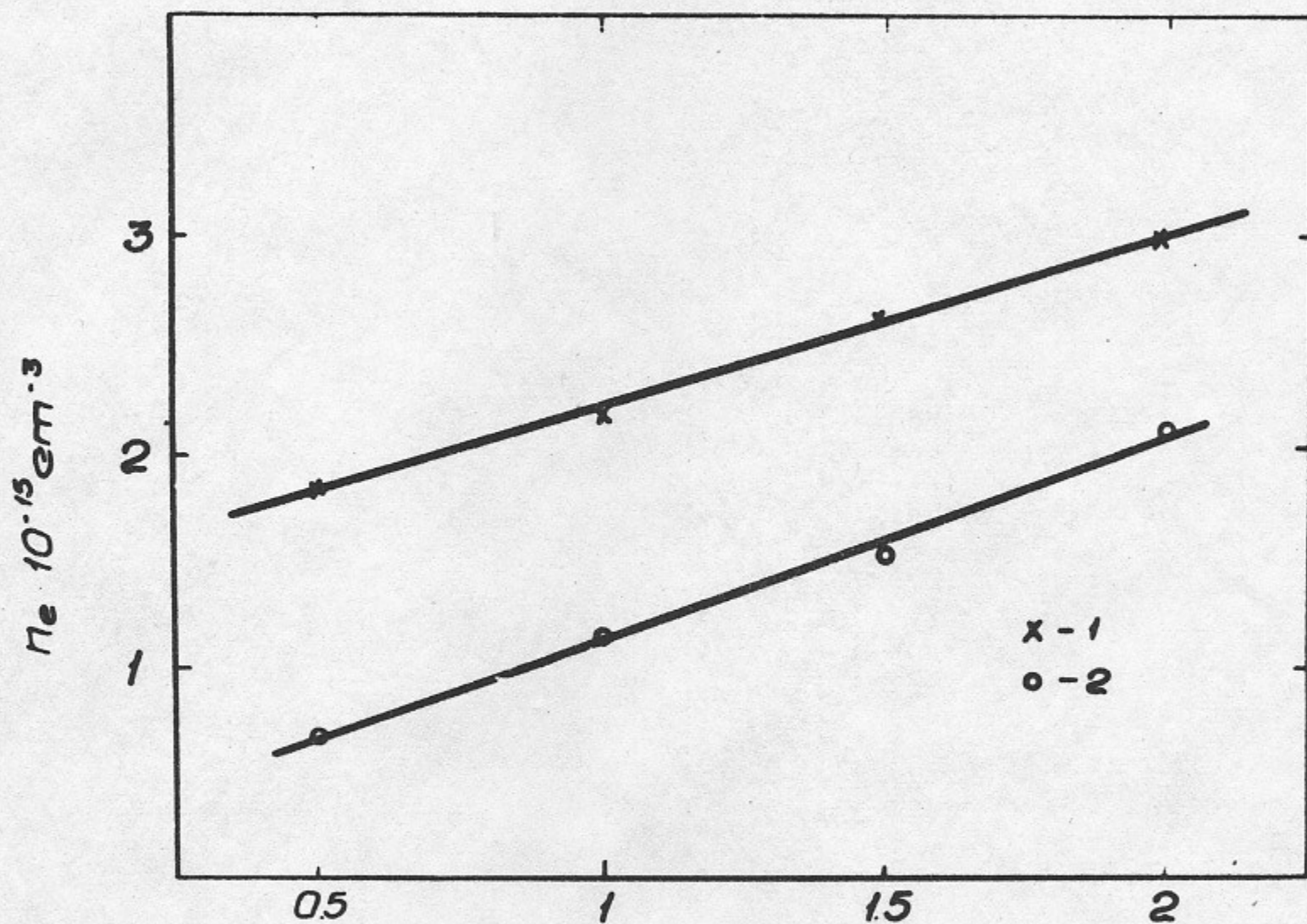
Фиг. 9. $P = 1 \text{ тосг}$, $U = 3 \text{ кV}$.



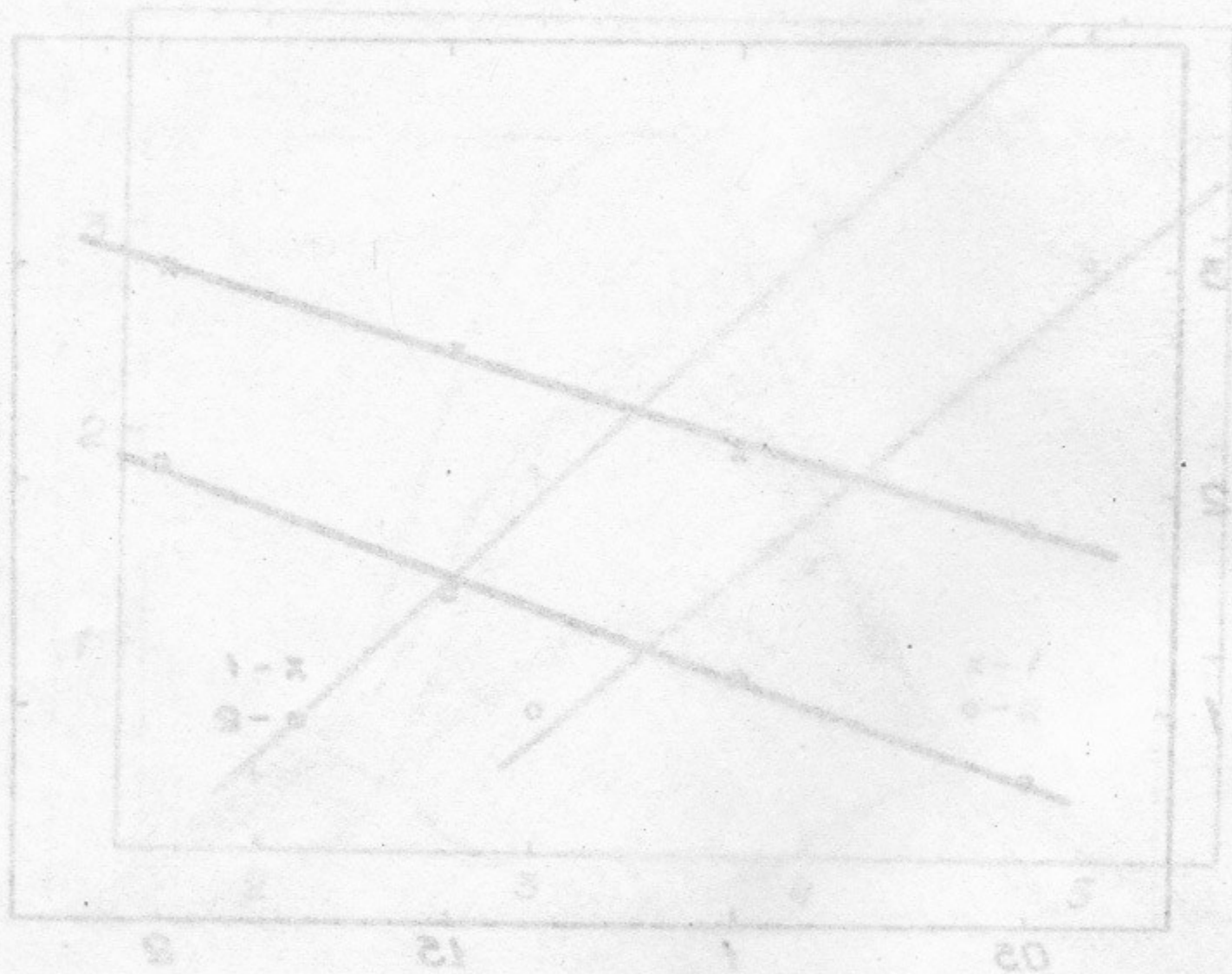
Фиг.10. $P = 2 \text{ тора}$, $U = 3 \text{ кV}$.



Фиг.11. Зависимость максимальной ионизации от напряжения на трубке, $P = 0,5 \text{ торр}$.



Фиг.12. Зависимость максимальной ионизации от давления в трубке $U = 3 \text{ кВ}$.



Ответственный за выпуск Ю.А.Якоби

Подписано к печати 13.07.70.

Усл. 0,5 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ № **57** ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.