

0345к

И-605

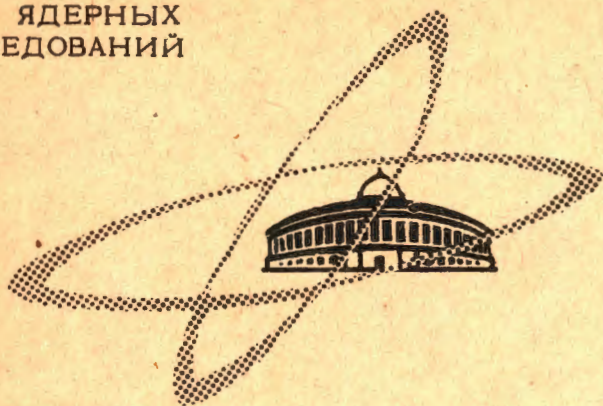
3/VI-65



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2164



Г. Индреаш, И.А. Шелаев

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ЦЕНТРА ЦИКЛОТРОНА
НА НАЧАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
(МЕДИАННАЯ ПЛОСКОСТЬ)

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1965

3406/2 нр.

Г. Индреш, И.А. Шелаев

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ЦЕНТРА ЦИКЛОТРОНА
НА НАЧАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
(МЕДИАННАЯ ПЛОСКОСТЬ)

Объединенный институт
ядерной энергии
ОИЯИ Дубна

Пучки ионов на полутораметровом и трехметровом циклотронах Лаборатории ядерных реакций, работающих с одинаковой начальной оптикой (вытягивающим электродом), обладают рядом аномальных свойств. Среди них отметим излом на пусковой характеристике $i_{\text{ионов}} = f(U_0)$ - так называемый "резонанс по киловольтам"; двухгорбую резонансную зависимость по магнитному полю $i_{\text{ионов}} = f(H)$ - так называемые "два резонанса"; широкий спектр по энергии (на внутреннем пучке трехметрового циклотрона $\Delta\epsilon = 6-7\%$); малое значение радиуса поворота фазы и т.д.

Как показал длительный опыт работы, эти свойства в сильной степени определяются положением вытягивающего электрода ("дужки") относительно эмиссионной щели источника.

Расчет начального движения в предположении равномерного распределения электрического поля между дуантами^{1/} не объясняет вышеупомянутых аномальностей пучка. В работе^{2/} есть указание о том, что в случае использования вытягивающего электрода в виде дужки можно ожидать довольно сильного эффекта фазовой группировки, сопровождаемого разбросом по радиусу (со ссылкой на неопубликованный отчет автора).

Для вывода пучка представляется необходимым изучение особенностей движения ионов в центре циклотрона в условиях реального распределения электрического поля при различных начальных оптиках. В этих целях и была предпринята настоящая работа.

1. Электрическое поле в центральной области циклотрона

Электрическое поле в окрестности ионного источника, конфигурация которого определяет начальное движение ионов, сильно неоднородно и расчету не поддается. Поэтому распределение потенциала для различных вариантов начальной геометрии снималось на электролитической ванне. Модель центра трехметрового циклотрона (фидеры, источник, вытягивающий электрод, вытягивающая щель) была изготовлена для этой цели в масштабе 1:1 и обрезалась по высоте на уровне геометрической медианной плоскости ($z=0$), где снималось распределение потенциала. Изолированный измерительный щуп позволил снять подобные распределения на различной глубине под медианной плоскостью. Эквипотенциальные кривые снимались с шагом $0,05 (2 V_0)$ ($2V_0$ - напряжение между дуантами).

Распределение поля снималось для трех вариантов взаимного расположения вытягивающего электрода относительно источника (помечены цифрами 1, 4, 5); для вытяги-

вающего электрода с экраном (помечено цифрой 6) и, наконец, для шелевой оптики (помечено цифрой 7). Вид вытягивающего электрода с экраном и вид шелевой оптики представлены на рис. 8 (а и б). Кроме того, для существующего в настоящее время в работе варианта начальной оптики (дужка: $C = -6$ мм; $b = 9$ мм) снималось распределение потенциала при "перекосе" напряжения на дуантах: $U_{\text{пр}} = 0,8 V_0$; $U_{\text{лев}} = 1,2 V_0$ (помечено цифрой 2) и $U_{\text{пр}} = 1,2 V_0$; $U_{\text{лев}} = 0,8 V_0$ (помечено цифрой 3). Соответствующие распределения потенциалов приведены на рис. 1-7. Отметим, что в дальнейшем все расчетные зависимости, относящиеся к различным вариантам начальной оптики, будут помечены крупными цифрами от 1 до 7, что указывает на соответствующую картину распределения потенциала.

Для дальнейшего использования значения функций распределения потенциала $F(x, y)$ представлялись в виде прямоугольной таблицы. С этой целью строились первоначально $F(y) \Big|_{x=0}$, и по ним определялись F при фиксированном y . Всего были выбрано 19 значений для x в пределах $-6 \leq x \leq 6$ см, т.к. при $|x| \geq 6$ $\frac{\partial F}{\partial x} = 0$, и 29 значений по y в пределах $-20 \leq y \leq 20$ см, т.к. при $|y| \geq 20$ $|F(x, y)| = 1$ (случаи 1-5). Шаг по x и y в центре был принят 0,4 см. Значения F в промежуточных точках определялись при обработке данных электронно-счетной машиной методом параболической интерполяции. (Область задания F в случае 6 и 7 бралась больше, чем для 1-5).

2. Расчет начального движения ионов в медианной плоскости циклотрона

В данной работе мы ограничимся лишь изучением начального движения частиц в медианной плоскости циклотрона в области с однородным магнитным полем. Движение частиц с массой Am и зарядом Ze описывается при этом системой уравнений:

$$Am \ddot{\mathbf{r}} = -Ze \nabla U + \frac{Ze}{c} \mathbf{r}' \times \mathbf{H}. \quad (1)$$

Полагая $z = 0$, $H = H_x$, $H_x = H_y = 0$, получаем:

$$Am \ddot{x} = -Ze \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{Ze}{c} y' H, \quad (2)$$

$$Am \ddot{y} = -Ze \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{Ze}{c} x' H.$$

Потенциал U запишем в виде:

$$U = V_0 F(x, y) \cos(\omega t + \phi_0). \quad (3)$$

Полагая $\omega t + \phi_0 = \phi$; $\omega = \omega_L = \frac{ZeH}{Amc}$ и переходя от дифференцирования по времени к дифференцированию по фазе в.ч., имеем:

$$\begin{aligned} \ddot{y} &= -K \frac{\partial F(x,y)}{\partial x} \cos(\phi + \phi_0) + \dot{y} , \\ \ddot{x} &= -K \frac{\partial F(x,y)}{\partial y} \cos(\phi + \phi_0) - \dot{x} , \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$K = \frac{Ze V_0}{Am \omega^2} .$$

Система уравнений в виде (4) решалась на электронно-счетной машине Вычислительного центра ОИЯИ при следующих начальных условиях:

$$\phi = 0, \quad x = \dot{x} = \dot{y} = 0, \quad y = 1,2 \text{ см},$$

т.е. пренебрегая поперечным размером эмиссионной щели и начальными скоростями ионов. ✓

Значения коэффициента K были выбраны следующими: $K = 20; 25; 30$, что соответствует часто используемому режиму ускорения на трехметровом циклотроне для ионов Ne_{22}^{+4} ($H_0 = 16,7$ кэ при $V_0 = 100; 125; 150$ кв соответственно). Движение ионов другой зарядности не рассматривалось, и влияние пространственного заряда не учитывалось.

Помимо самих траекторий $(x, y) = f(\phi)$, на электронно-счетной машине были рассчитаны значения энергии $\epsilon = (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)$ и координаты центра кривизны траекторий ионов, определяемые равенствами:

$$\begin{aligned} x_0 &= x - \frac{\dot{y}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)}{\begin{vmatrix} \dot{x} & \dot{y} \\ \ddot{x} & \ddot{y} \end{vmatrix}} , \\ y_0 &= y + \frac{\dot{x}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)}{\begin{vmatrix} \dot{x} & \dot{y} \\ \ddot{x} & \ddot{y} \end{vmatrix}} . \end{aligned} \quad (5)$$

Все эти величины рассчитывались для десяти значений начальных фаз:

$$\phi_0 = -50^\circ; -20^\circ; -10^\circ; 0^\circ; 10^\circ; 20^\circ; 30^\circ; 40^\circ; 50^\circ; 60^\circ.$$

Расчеты велись с шагом $\Delta\phi = 0,1$ рад, что соответствует $\Delta\phi = 5,7^\circ$, при этом ϕ менялось от 0 до 20 радиан, т.е. в пределах трех периодов в.ч. При вычислении $\frac{\partial F}{\partial x}, \frac{\partial F}{\partial y}$ шаг по координатам брался 0,2 см.

После наладки программы был произведен расчет одного варианта (распределение

потенциала 1, $\phi = 0$, $K = 25$) с шагом $\Delta\phi = 0,01$ рад и шагом по координатам для вычисления $\frac{\partial F}{\partial x}$, $\frac{\partial F}{\partial y}$, равным 0,1 см. Траектории частицы в этом случае совпадали с точностью до второго знака с траекториями при $\Delta\phi = 0,1$ рад и Δx , $\Delta y = 0,2$ см, поэтому и в дальнейшем расчеты велись с первоначальным шагом по координатам.

3. Траектории ионов в начальной области

Всего просчитано более 170 траекторий $R(\phi)$, большинство которых изображено на рис. 9-15. На этих рисунках для наглядности некоторая область фаз (обычно шириной $\Delta\phi_0 = 10^\circ$) заштрихована или зачернена.

В случае начальной оптики с вытягивающим электродом, находящимся "за" источником (слева от пучка), пучок сильно рассеивается в горизонтальной плоскости (рис. 9, 10, 11, 13). Часть пучка ионов при этом попадает на источник при первом обороте или, сделав "мертвую петлю" в правом дуанте, попадает на источник при втором обороте. Потерянные таким образом ионы соответствуют в большинстве случаев нулевым и положительным начальным фазам (рис. 9а, 9б, 9в, 10, 11, 13б, 13в), что особенно нежелательно с точки зрения вертикальной фокусировки электрическим полем.

Указанное рассеивание объясняется тем, что при прохождении вблизи вытягивающего электрода ионы находятся под действием сильного электрического поля, которое может изменять знак кривизны траектории. Оценки величины составляющей электрического поля, нормальной к траектории, способной менять знак кривизны траектории иона ($E_n \geq \beta H$), дают при $H = 18,7$ кэ и энергии иона $E = 0,4$ Мэв (Ne_{22}^{+4}) значение ≈ 30 кВ/см. Как следует из кривых распределения потенциала, вблизи вытягивающего электрода $E_n = (40 \div 70) \cos(\phi + \phi_0)$ кВ/см.

В случае расположения вытягивающего электрода "вперед" от источника это явление не наблюдается, так как в этом случае действие E_n - обратного знака. Начальная оптика с вытягивающим электродом и экраном, и особенно шелевая оптика, также свободны от указанных недостатков. В этих случаях на источник попадают лишь ионы с начальными фазами $\phi_0 \geq 60^\circ$ (рис. 12, 14, 15).

Не менее интересны картины смещения мгновенного центра кривизны траектории ионов. На рис. 16-27 это смещение изображено отдельно для координат x_0 и y_0 . Кроме кривых $x_0(\phi)$ и $y_0(\phi)$, на этих же рисунках нанесены границы области, занимаемой мгновенными центрами движения после трех оборотов ионов с некоторыми начальными фазами.

Сравнение различных вариантов начальной оптики по этим картинам может дать дополнительные сведения о монохроматичности пучка. В случае начальной оптики с вытя-

вытягивающим электродом, находящимся "за" источником, мгновенные центры вращения ионов, имеющих $\phi_0 = -50^\circ \div +50^\circ$, после третьего оборота занимают площадь $25 \div 30 \text{ см}^2$ (рис. 18, 19). При этом разброс центров вращения между крайними фазами достигает 15 см. (рис. 9в), а относительно центра магнитного поля — от 4 до 8 см. Использование вариантов начальной оптики с вытягивающим электродом с экраном и, наконец, с вытягивающей щелью позволяет уменьшить область, занимаемую мгновенными центрами движения после третьего оборота до $2-4 \text{ см}^2$ (рис. 18, 20, 21), что значительно улучшает качество пучка.

4. Фазовое движение на первых оборотах ионов

По расчетным данным траекторий ионов $x(\phi)$ и $y(\phi)$ были найдены значения ϕ_ν — фазы, при которой частица пересекала ось x . Фаза иона для различного числа ускорений (пересечений междуантного промежутка) находилась как

$$\phi_\nu = \phi|_{y=0} - \nu\pi + \phi_0, \quad (8)$$

так как ось x совпадает во всех исследуемых случаях (не считая случая перекоса) с эквипотенциалью $F = 0$.

Фаза ионов как функция числа ускорений ν представлена на рис. 22–27. На этих же рисунках изображены области начальных фаз ионов, которые не попадают на источник при первых оборотах (заштрихованная часть синусоиды).

Сравнение различных вариантов начальной оптики показывает, что вытягивающий электрод, находящийся "за" источником создает резкую фазовую группировку: область начальных фаз шириной 100° ($-50^\circ \div +50^\circ$) сужается при шестом пересечении ускоряющего зазора до $15^\circ \div 20^\circ$ (рис. 22, 23, 25). Если ограничиться областью начальных фаз $\Delta\phi_0 = 60^\circ$ ($-10^\circ \div +50^\circ$), то этот интервал после трех оборотов сужается примерно в десять раз: $\Delta\phi_0|_{\nu=6} = 6^\circ$ и заключен в пределах $+4^\circ \div +10^\circ$ (рис. 22; $V_0 = 150 \text{ кВ}$).

Несимметричное питание дуантов (перекос, рис. 23) и удаление дужки от источника (рис. 25) не меняют общую картину фазовой группировки и разброса центров вращения.

В ряде работ фазовая группировка объясняется широкой ускоряющей щелью по сравнению с радиусом кривизны траектории иона при первом ускорении. В этом случае, если считать электрическое поле между дуантами однородным, то уравнение (4) решается в квадратурах^{3/}. В нашем случае, однако, радиус иона при первом ускорении довольно велик.

В работе /4/ фазовая группировка объясняется тем, что ионы, находящиеся под действием магнитного и нормального к траектории электрического полей, имеют мгновенную частоту обращения

$$\omega = \frac{v}{R} = \frac{Ze}{Amc} \left(H - \frac{1}{\beta} E_n \right), \quad (7)$$

отличную от ларморовой $\omega_L = \frac{ZeH}{Amc}$.

В нашем случае, однако,

$$\Delta\phi_1 = \int_0^{\pi/2} \omega dt - \pi \quad (8)$$

мало из-за того, что $E_n \neq 0$ в очень малой области траектории. Тем не менее при втором и третьем ускорении ионы за счет смещения центра вращения в правый дуант проводят большую часть периода в ускоряющем зазоре; вследствие этого $\Delta\phi_2$ и $\Delta\phi_3$ могут быть значительными. Поэтому группировка фаз, начинающаяся при втором ускорении, практически оканчивается при третьем ускорении (второе пересечение ускоряющего зазора).

Следовательно, основной причиной фазовой группировки в нашем случае можно считать смещение центра вращения. Это подтверждается тем, что при той же ширине ускоряющей щели, но с вытягивающим электродом, расположенным перед источником, не наблюдается резкой фазовой группировки (рис. 24). Фазы ионов в этом случае смещаются в отрицательную область на $20^\circ \div 30^\circ$. Начальный фазовый интервал в 100° ($-50^\circ \div +50^\circ$) после трех оборотов сокращается до 50° ($+24^\circ \div -27^\circ$). В случае начальной оптики с вытягивающим электродом и экраном фазовая группировка также мала. А в случае щелевой оптики фазовой группировкой можно пренебречь; начальный фазовый интервал в 100° сокращается после третьего оборота до $70^\circ - 75^\circ$ (рис. 27).

В случае оптики с вытягивающим электродом, помещенным "вперед", наблюдаются, кроме того, большие амплитуды фазовых колебаний, в результате чего ионы с положительными начальными фазами при некоторых ускорениях могут заходить в область отрицательных фаз. Эти колебания фаз объясняются тем же смещением центра вращения ионов по отношению к оси x .

В случае начальной оптики с вытягивающим электродом, смещенным "назад", амплитуда фазовых колебаний много меньше (рис. 24), т.к. центры вращения ионов при этом лежат почти на оси x (рис. 18). Амплитуды фазовых колебаний малы также в случае начальной оптики с вытягивающим электродом с экраном и в случае щелевой оптики (рис. 26, 27).

На рис. 29-30 приведены кривые изменения энергии ионов во времени $\epsilon(\phi)$ для некоторых начальных фаз (обычно трех) для всех рассчитанных случаев. Набор энергии в течение первого оборота изображен отдельно в верхнем углу рисунков для всех начальных фаз.

Из этих кривых видно, что ионы с начальными фазами, попадающие на источник, при втором ускорении практически не меняют энергию (не ускоряются).

5. В ы в о д ы

1. В случае начальной оптики с вытягивающим электродом (дужкой), помещенным "за" источником, часть ионов с нулевыми и положительными начальными фазами не ускоряется, т.к. попадает на источник. При этом имеет место резкая фазовая группировка вблизи малой положительной фазы $\phi_{\text{вых}} = 10^\circ - 12^\circ$, что обуславливает работу циклотрона лишь в режимах с малым превышением магнитного поля в центре над резонансным значением.

Центры вращения ионов с различными начальными фазами в этом случае имеют значительный разброс относительно друг друга и по отношению к центру магнитного поля ($x = +3,5$; $y = 0$) и, следовательно, широкий спектр энергии.

2. Поместив вытягивающий электрод "перед" источником, можно избавиться частично от вышеуказанных недостатков. Однако в этом положении, как показал опыт, вытягивающий электрод сильно разогревается попадающими на него ионами, так что практически работать становится невозможно.

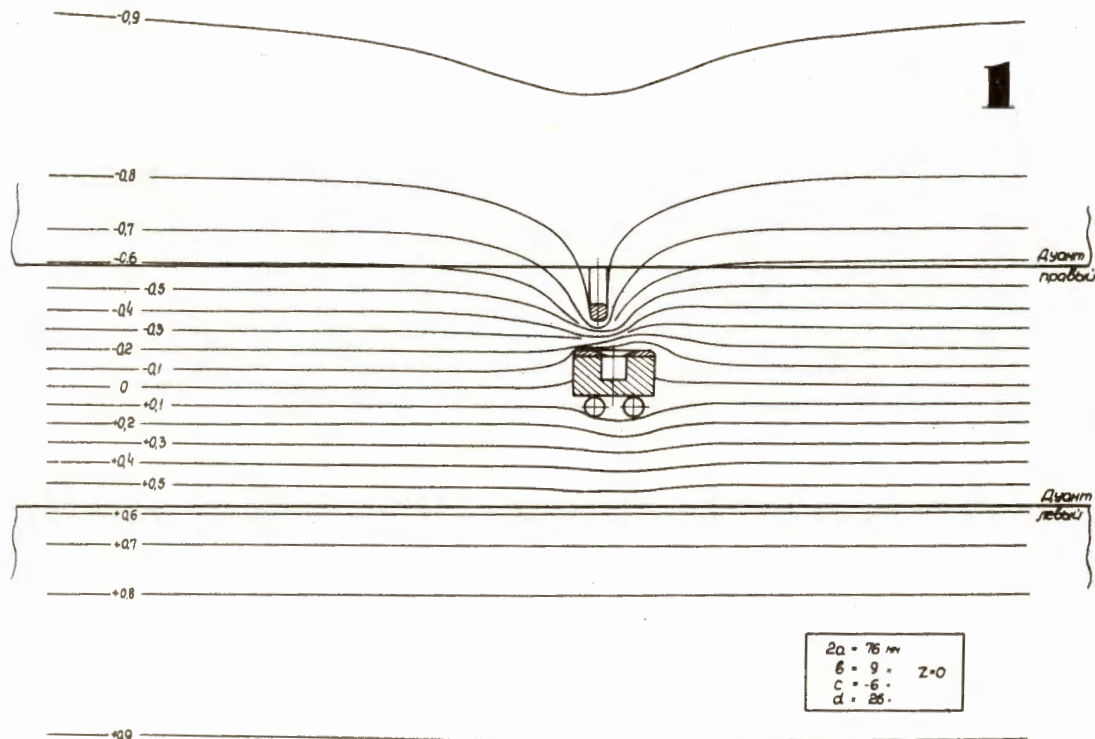
3. В случае вытягивающего электрода с экраном и особенно в случае шелевой оптики можно надеяться получить хорошо сформированные пучки ионов большей интенсивности и с меньшим разбросом по энергии, пригодные для вывода электростатическим дефлектором.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность проф. Г.Н.Флеорову за постоянный интерес к данной работе, Н.И. Полумордвиновой за проведение расчетов в ВЦ ОИЯИ и Р.Ц. Оганесяну за помощь в измерениях.

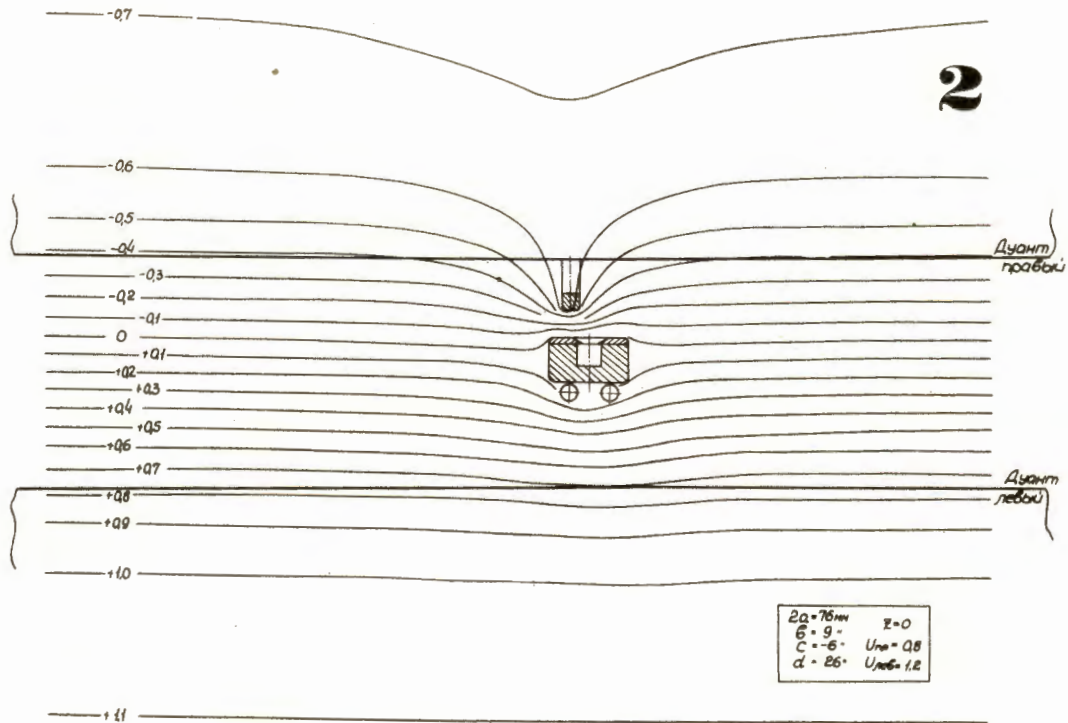
Л и т е р а т у р а

1. Г. Индреаш. Получение пучков тяжелых ионов на циклотроне. Диссертация ОИЯИ, Дубна. 1962.
2. H.A. Willax, A.A. Garren, Nuclear Instruments and Methods, 18-19, 347 (1962).
3. Дж. Ливингуд. Принципы работы циклических ускорителей. Москва, 1963.
4. И.М. Матора. Препринт ОИЯИ, Р-788, Дубна, 1961.

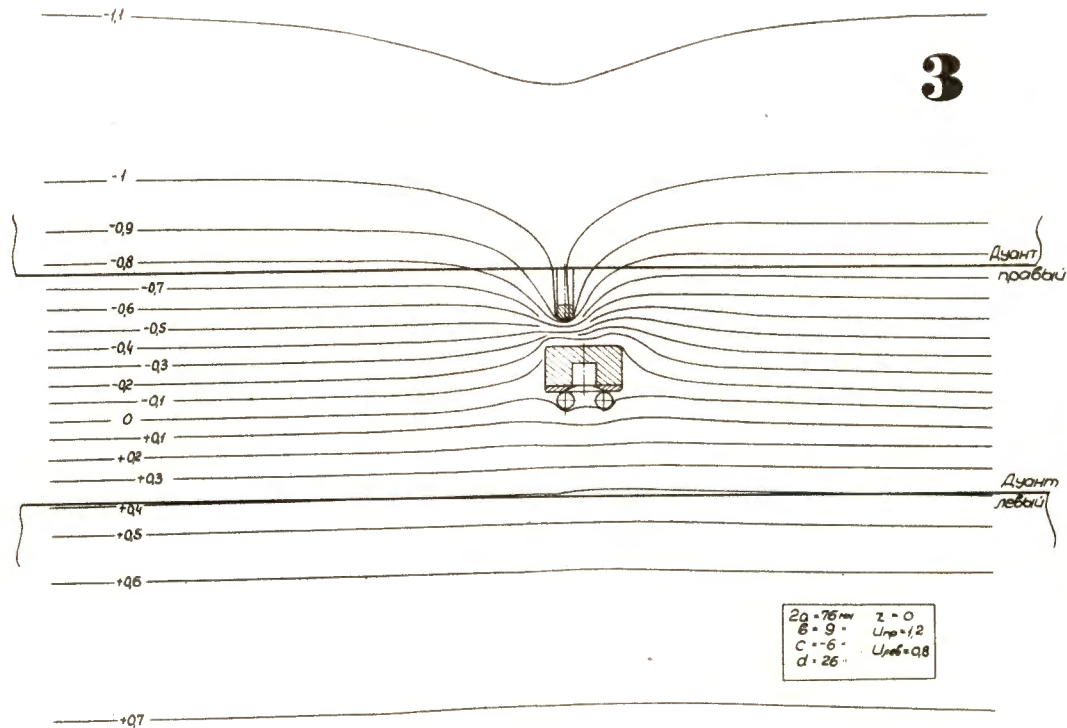
Рукопись поступила в издательский отдел 8 мая 1965 г.



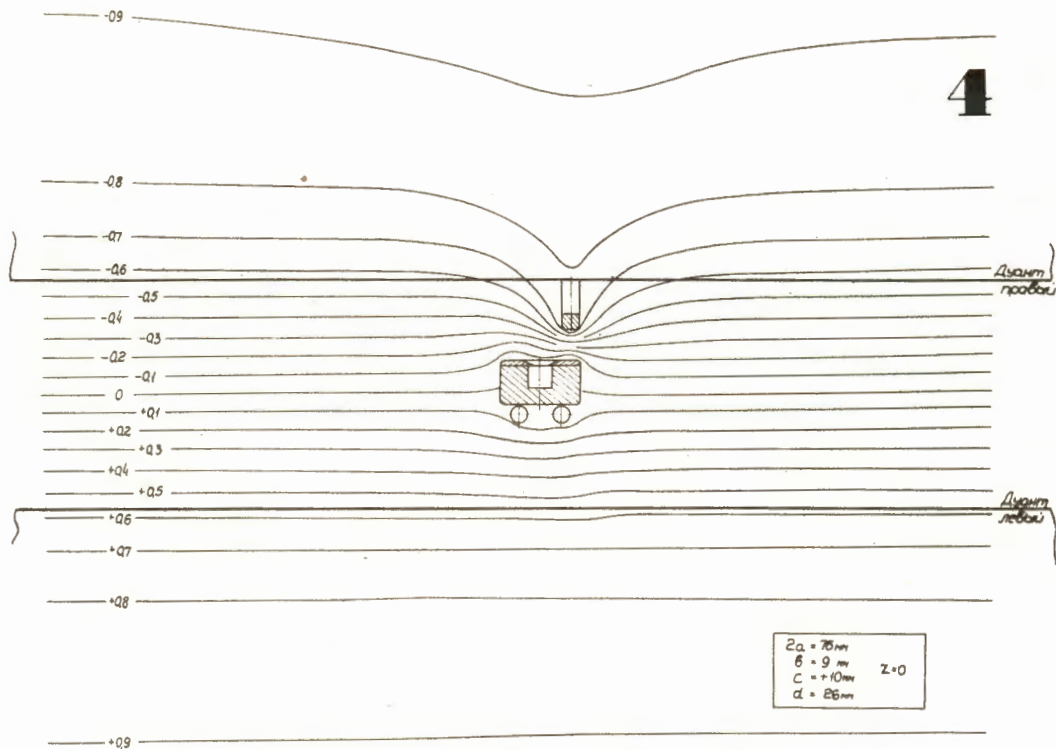
Р и с. 1. Распределение эквипотенциалей для начальной оптики с вытягивающим электродом. Дужка расположена "за" источником; расстояние между осями дужки и источника $c = -6$ мм. Расстояние между плоскостью воющего источника и дужки $b = 9$ мм. Расстояние между филерами $2a = 76$ мм. Дужка выступает из правого дуанта на расстояние $d = 26$ мм.



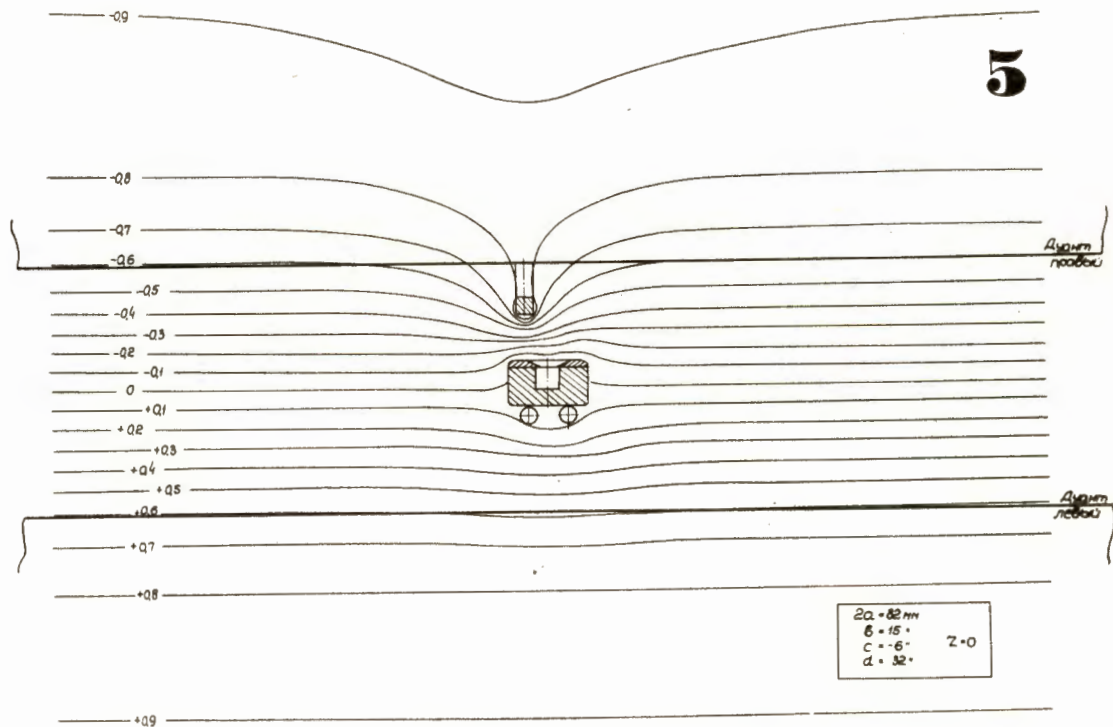
Р и с. 2. Распределение эквипотенциалей при той же начальной геометрии, что на рис. 1, но с "перекосом" напряжений на дуантах $U_{\text{лев}} = 1,2 V_0$; $U_{\text{пр}} = 0,8 V_0$.



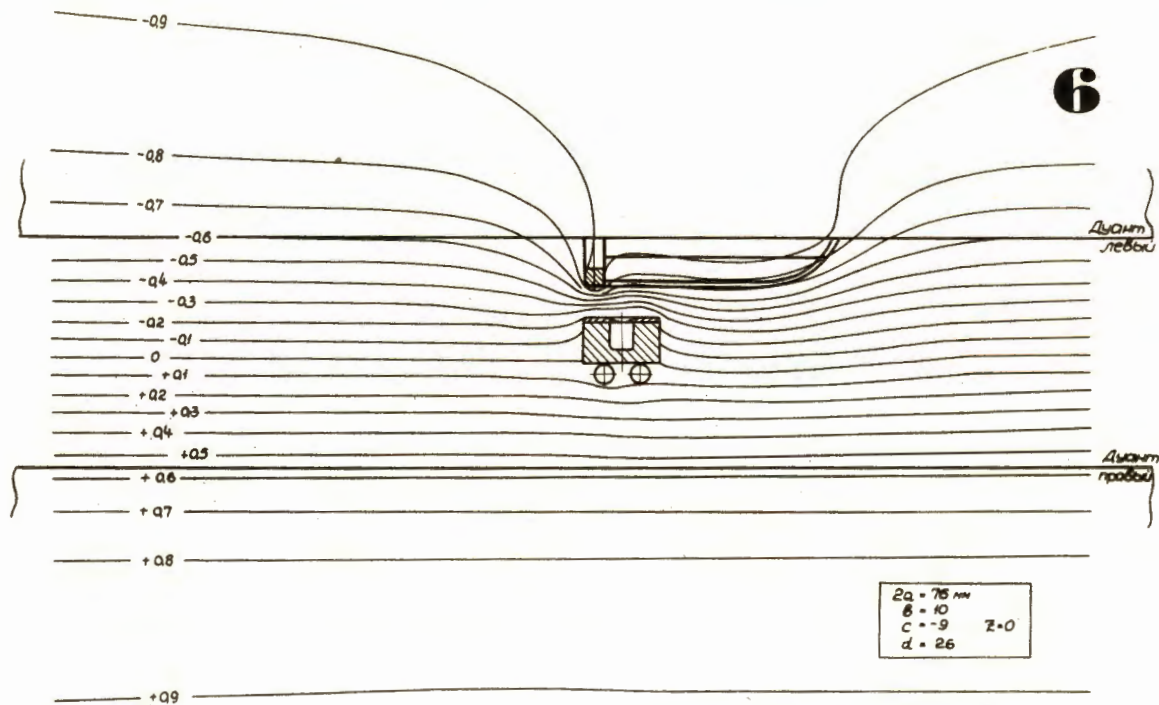
Р и с. 3. Распределение эквипотенциалей при той же начальной геометрии, что на рис. 1, но с "перекосом" напряжений на дуантах $U_{\text{лев}} = 0,8V_0$; $U_{\text{пр}} = 1,2V_0$.



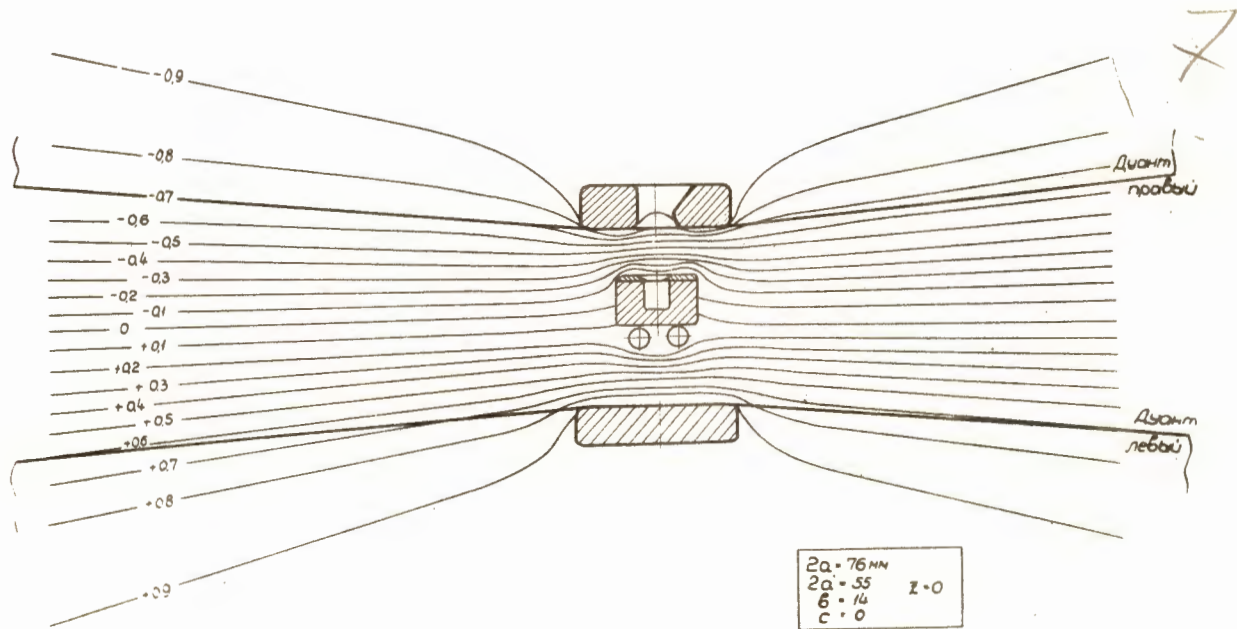
Р и с. 4. Распределение эквипотенциалей для начальной оптики с вытягивающим электродом. Дужка расположена "перед" источником; расстояние между осями дужки и источника $c = 10$ мм. Расстояние между плоскостями ионного источника и дужки $b = 9$ мм. Расстояние между филерами $2a = 76$ мм. Дужка выступает из правого дуанта на расстояние $d = 26$ мм.



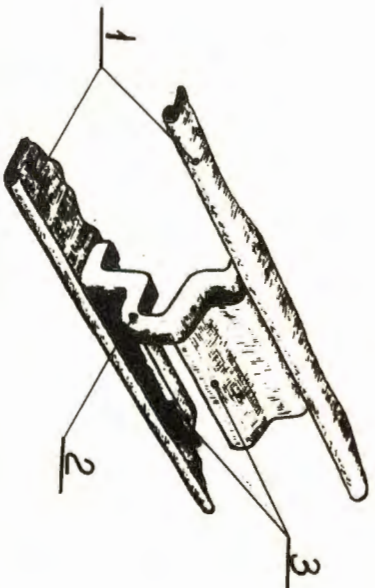
Р и с. 5. Распределение эквипотенциалей для начальной оптики с вытягивающим электродом. Дужка "оттянута назад". Расстояние между плоскостью ионного источника и дужки $b = 15$ мм. Расстояние между филаментами $2a = 82$ мм. Дужка выступает из правого дуанта на расстоянии $d = 26$ мм.



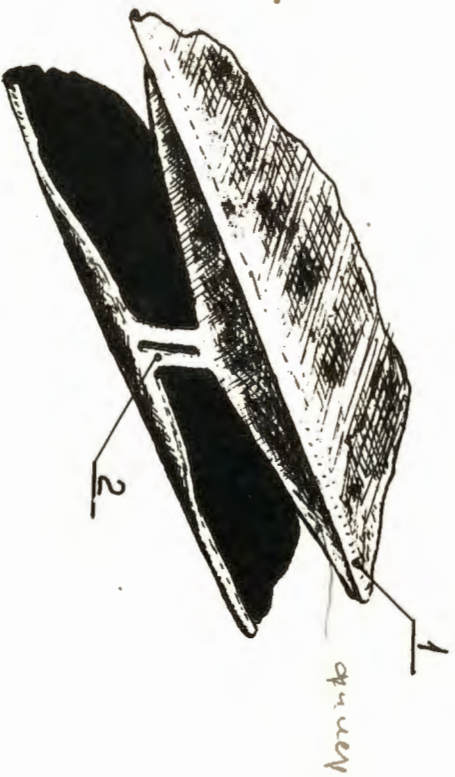
Р и с. 6. Распределение эквипотенциалей для начальной оптики с вытягивающим электродом с экраном. Расстояние между осями дужки и источника $c = -9$ мм. Расстояние между плоскостью ионного источника и дужки $b = 10$ мм. Расстояние между филерами $2a = 76$ мм. Дужка и экран выступают из правого дуанта на расстояние $d = 26$ мм.



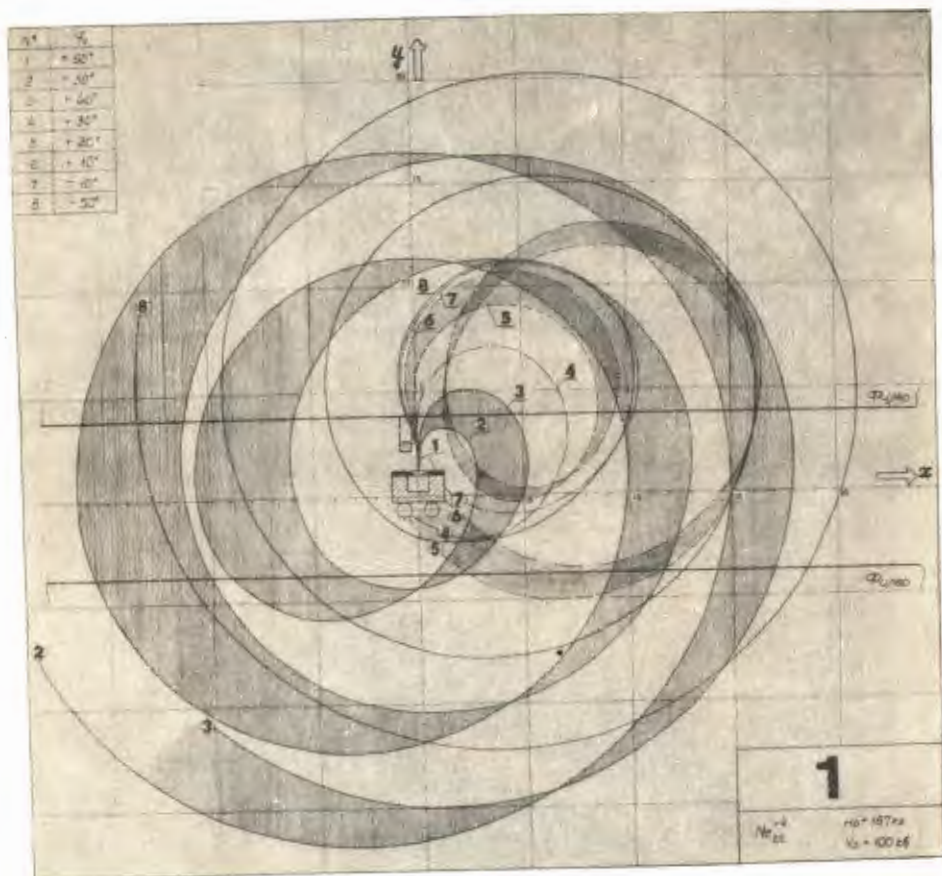
Р и с. 7. Распределение эквипотенциалей для начальной оптики со щелью. Источник и щель расположены в medianной плоскости соосно. Расстояние между плоскостью конного источника и щелью $b = 14$ мм. Форма фидеров расходящаяся. На концах расстояние между ними $2a = 76$ мм, в районе источника $2a' = 55$ мм.



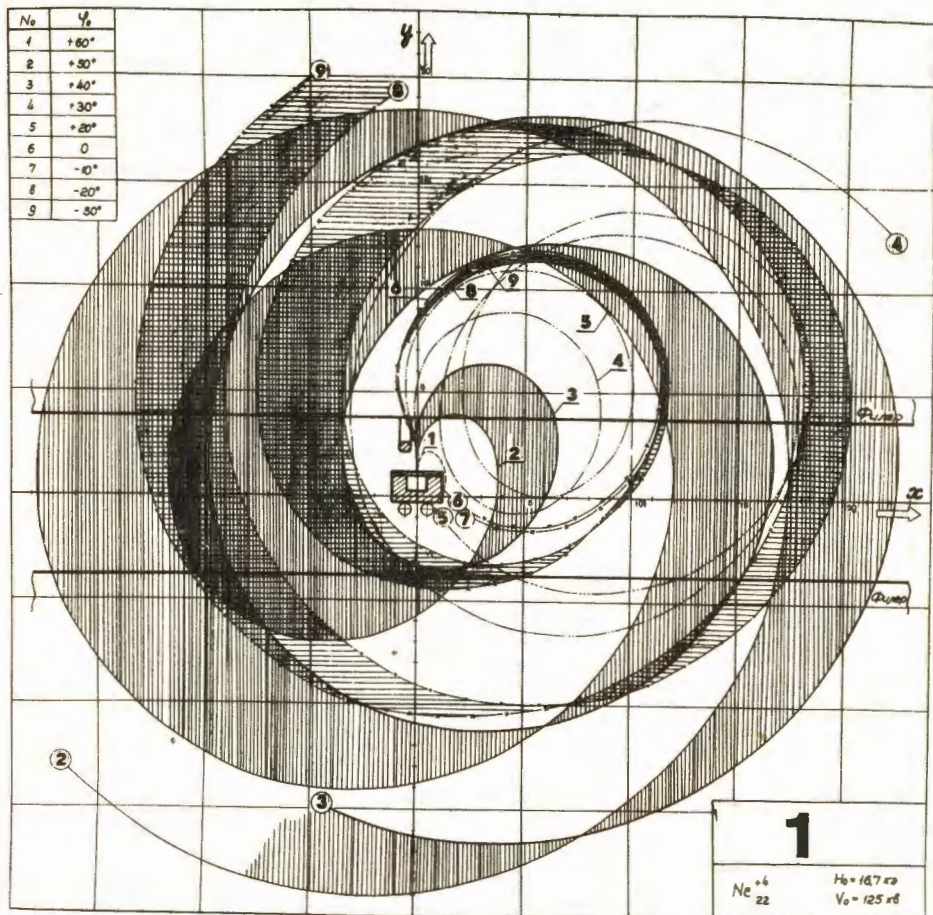
Р и с. 8а. Вытягивающий электрод с экраном: 1) фланец, 2) дужка, 3) экран.



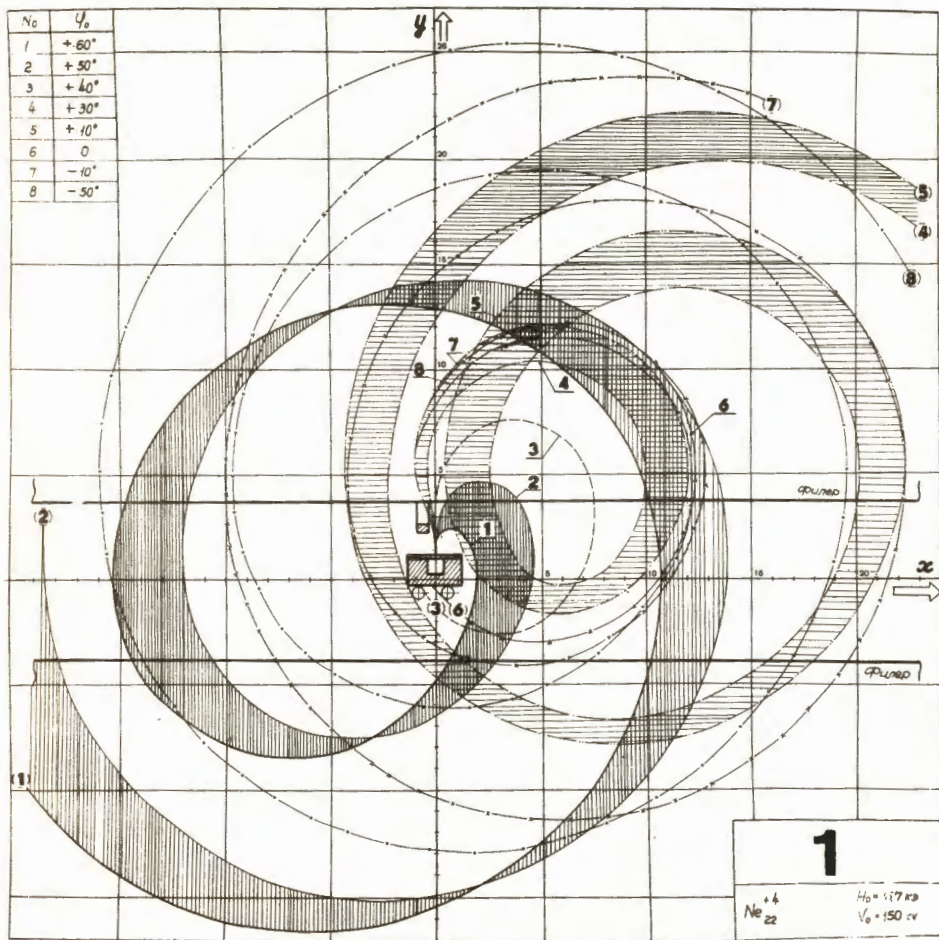
Р и с. 8б. Шероховатая начальная опетка: 1) дуэнт, 2) вытягивающая шель.



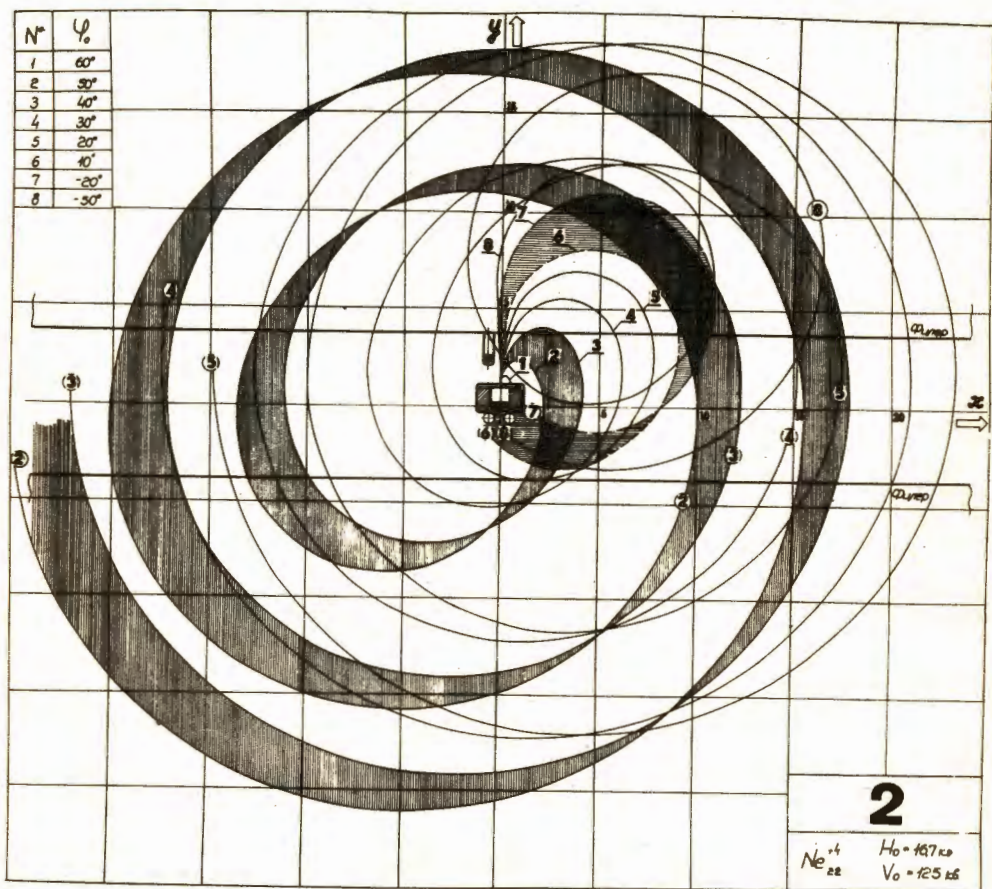
Р и с. 8а. Траектории $R(\phi)$ при $K = 20$ (распределение потенциала 1). Область шириной $\Delta\phi_0 = 10^\circ$ между $+60^\circ$ и $+40^\circ$ заштрихована. Прерывистыми линиями показаны траектории ионов, которые гибнут ($\phi_0 = +60^\circ; +30^\circ; -10^\circ$). Ионы с $\phi_0 = +20^\circ; +10^\circ$ перед тем, как попасть на источник, делают полный оборот в правом дуанте (зачерненная область).



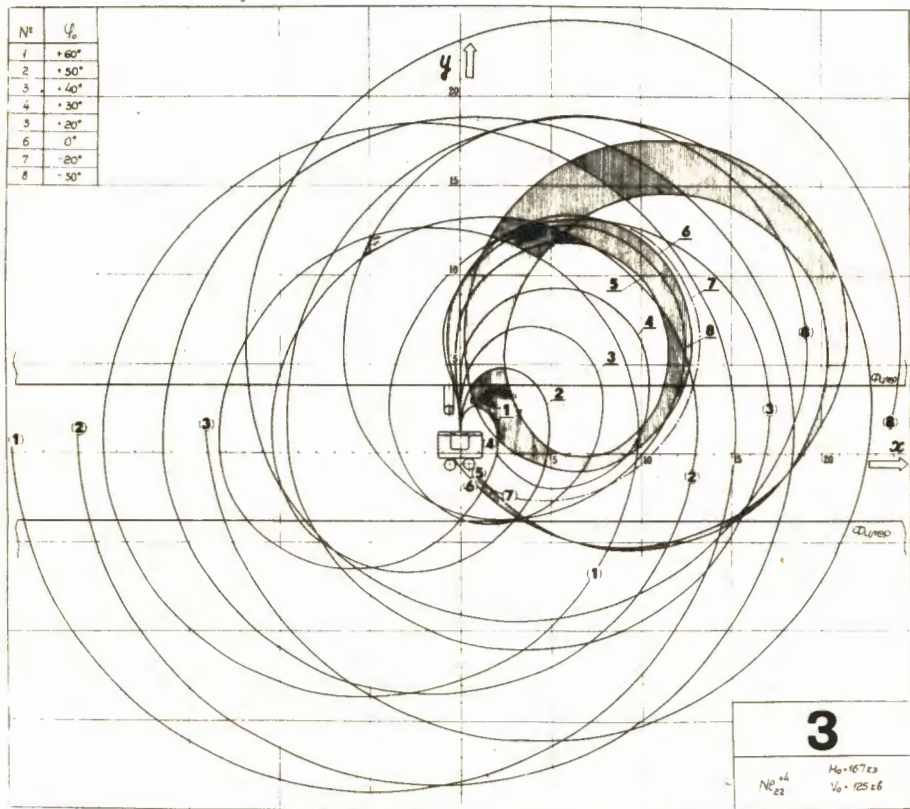
Р и с. 96. Траектории $R(\varphi)$ при $K = 25$ (распределение потенциала 1). Область шириной $\Delta\varphi_0 = 10^\circ$ между $+50^\circ$ и $+40^\circ$ заштрихована вертикальными линиями, а область шириной $\Delta\varphi_0 = 30^\circ$ между -20° и -50° заштрихована горизонтальными линиями. Ионы с $\varphi_0 = +60^\circ; -10^\circ; -20^\circ$ попадают на источник. После полного оборота в правом дуанте ионы с $\varphi_0 = +20^\circ$ также попадают на источник, но ионы с $\varphi_0 = +30^\circ$ могут его оглядеть.



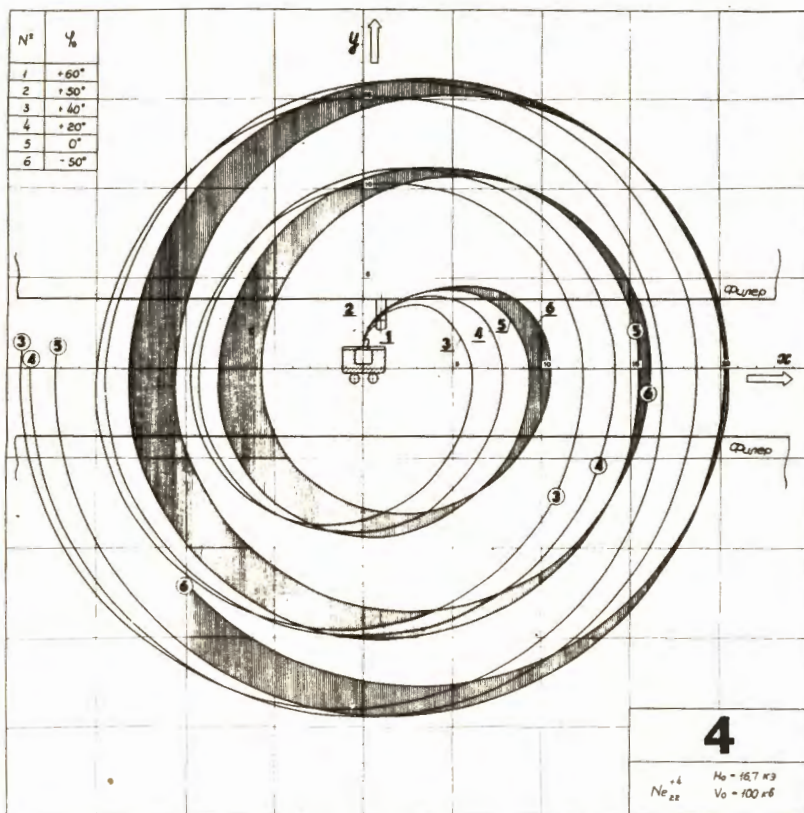
Р и с. 9в. Траектории $R(\varphi)$ при $K = 30$ (распределение потенциала 1). Область шириной $\Delta\varphi_0 = 10^\circ$ между $+60^\circ$ и $+50^\circ$ заштрихована вертикальными линиями. Область фаз шириной $\Delta\varphi_0 = 20^\circ$ между $+30^\circ$ и $+10^\circ$ заштрихована горизонтальными линиями (эти ионы делают полный оборот в правом дуанте). Ионы с $\varphi_0 = 30^\circ$ и 0° попадают на источник.



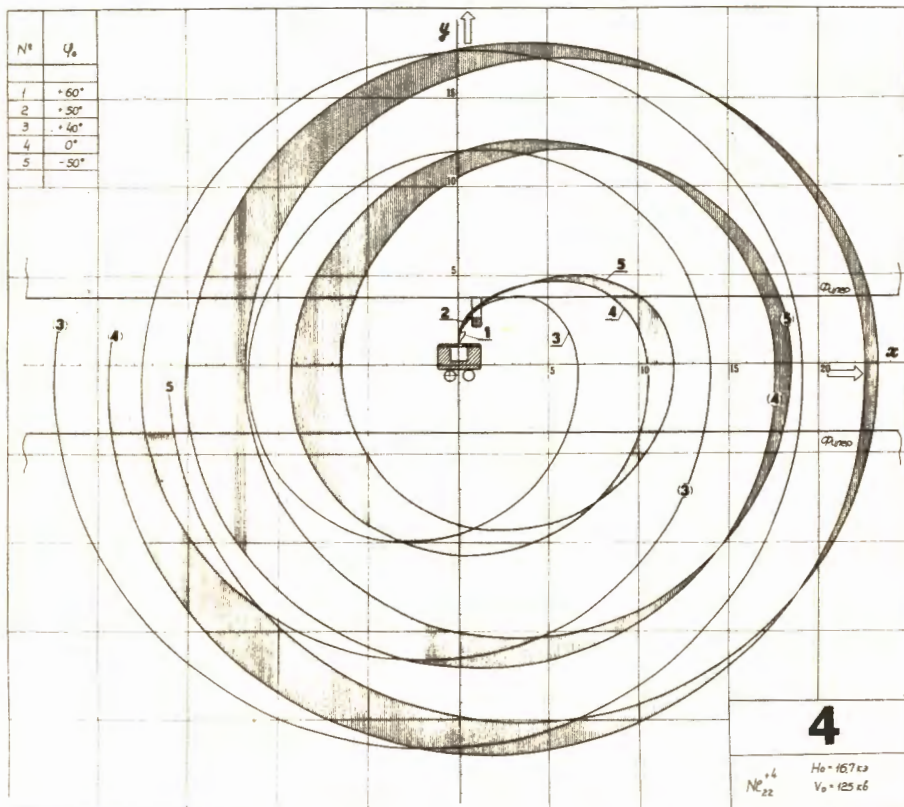
Р и с. 10. Траектории $R(\phi)$ при $K = 25$ (перекос распределение потенциале 2). Область шириной $\Delta\phi_0 = 10^\circ$ между $+50^\circ$ и $+40^\circ$ заштрихована вертикальными линиями. Ионы с $\phi_0 = +10^\circ, -20^\circ$ попадают на источник. Ионы с $\phi_0 = \sim 50^\circ$ после полного оборота в правом дуанте также попадают на источник.



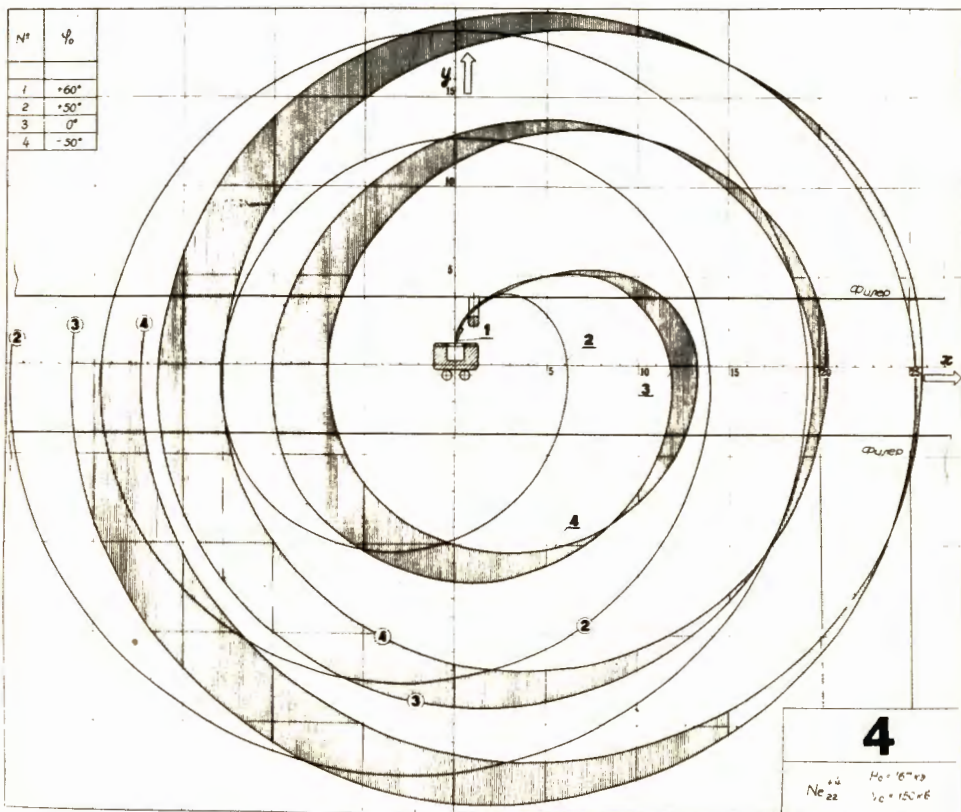
Р и с. 11. Траектории $R(\phi)$ при $K = 25$ (перекос, распределение потенциала 3). Область шириной $\Delta\phi_0 = 10^\circ$ между $+80^\circ$ и $+50^\circ$ зачернена. Ионы с $\phi_0 = -20^\circ$ попадают на источник, так же как и ионы с $\phi_0 = 0$ и $\phi_0 = +20^\circ$, которые предварительно делают полный оборот в правом дуанте (заштрихованная область).



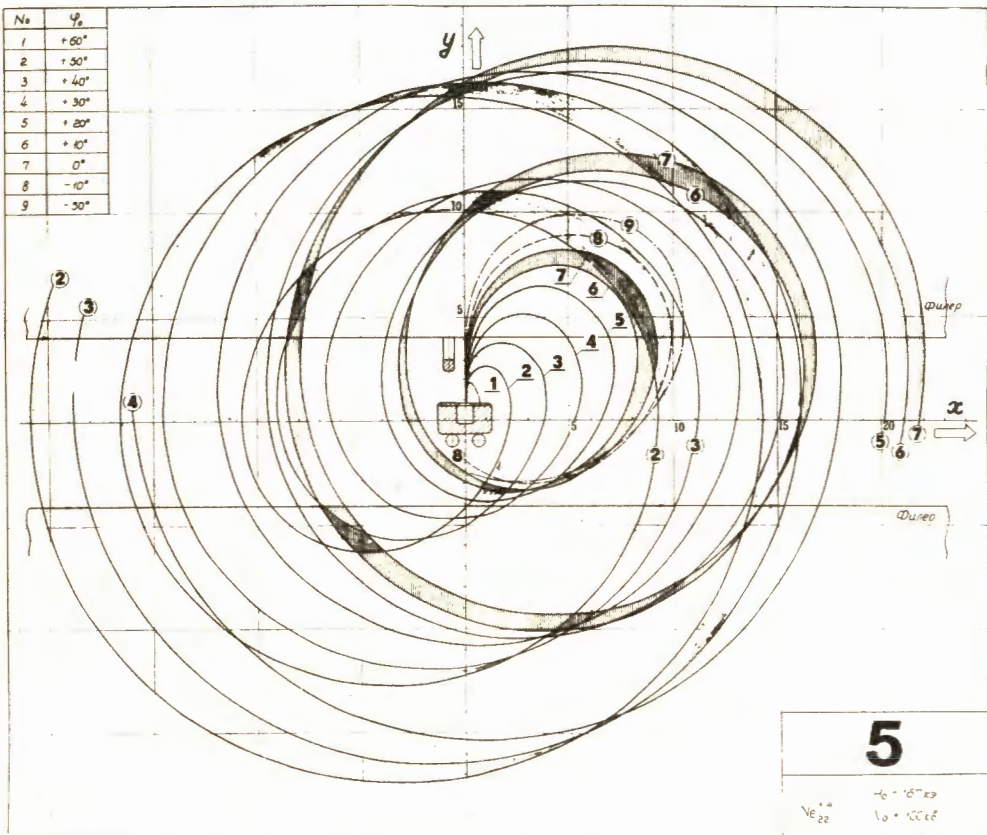
Р и с. 12а. Траектории $R(\phi)$ при $K = 20$ (распределение потенциала 4). Область шириной $\Delta\phi_0 = 50^\circ$ между 0° и -50° заштрихована.



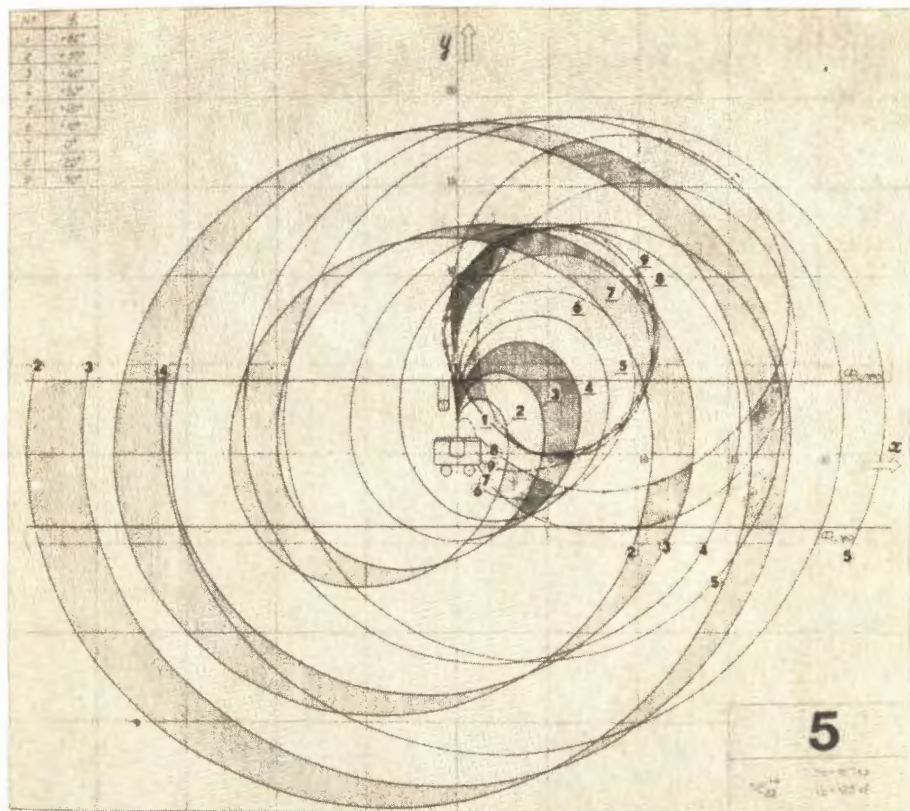
Р и с. 126. Траектории $R(\phi)$ при $K = 25$ (распределение потенциала 4). Область шириной $\Delta\phi_0 = 50^\circ$ между 0° и -50° заштрихована.



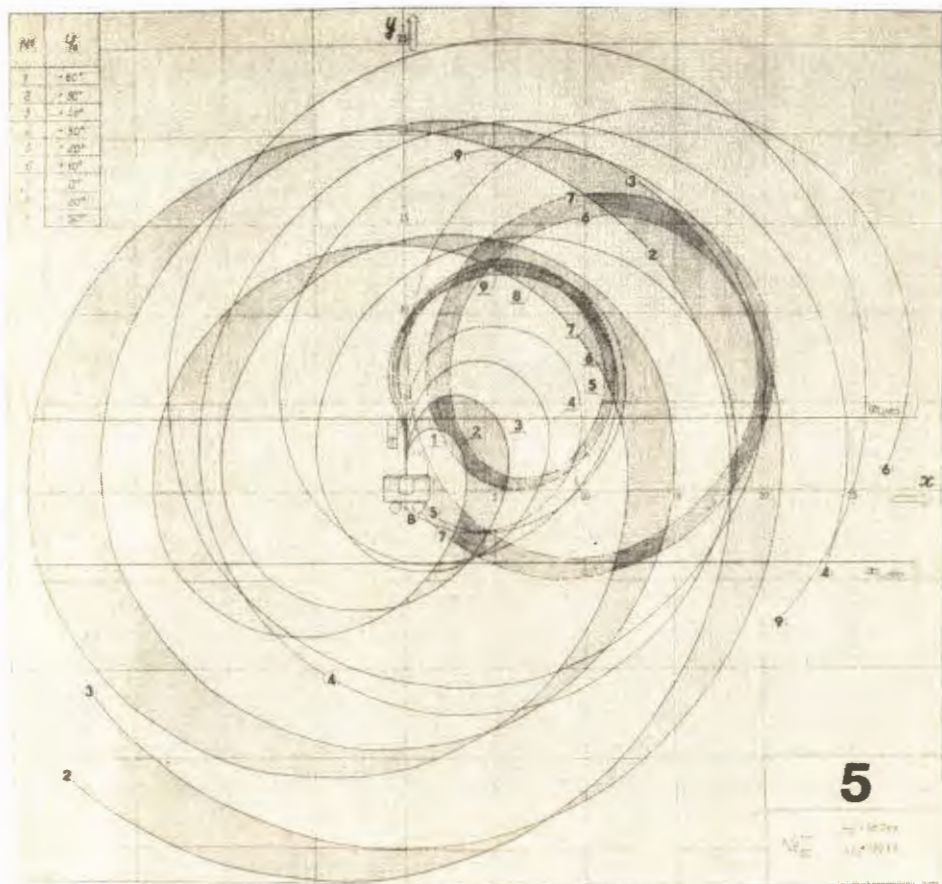
Р и с. 12в. Траектории $R(\phi)$ при $K = 30$ (распределение потенциала 4). Область шириной $\Delta\phi_0 = 50^\circ$ между 0° и -50° заштрихована.



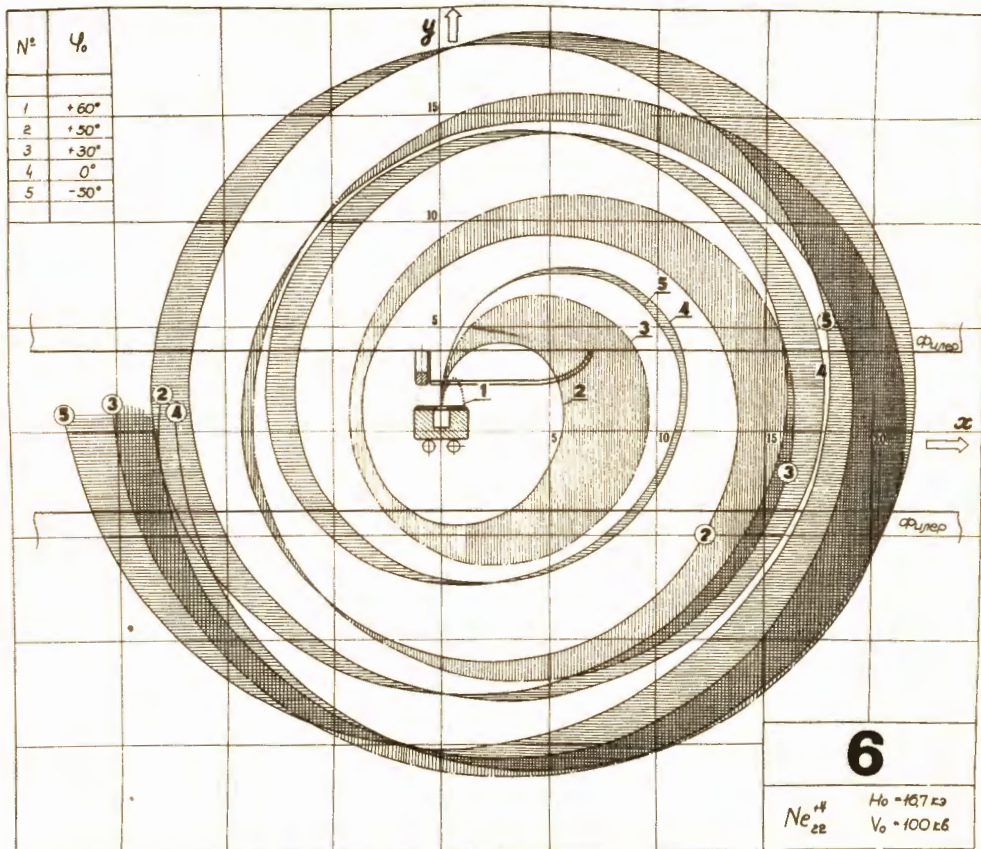
Р и с. 13а. Траектории $R(\phi)$ при $K = 20$ (распределение потенциала 5). Область шириной $\Delta\phi_0 = 10^\circ$ между 0° и 10° заштрихована, а между $+40^\circ$ и $+50^\circ$ зачернена. Ионы с $\phi_0 = +60, -10^\circ$ попадают на источник.



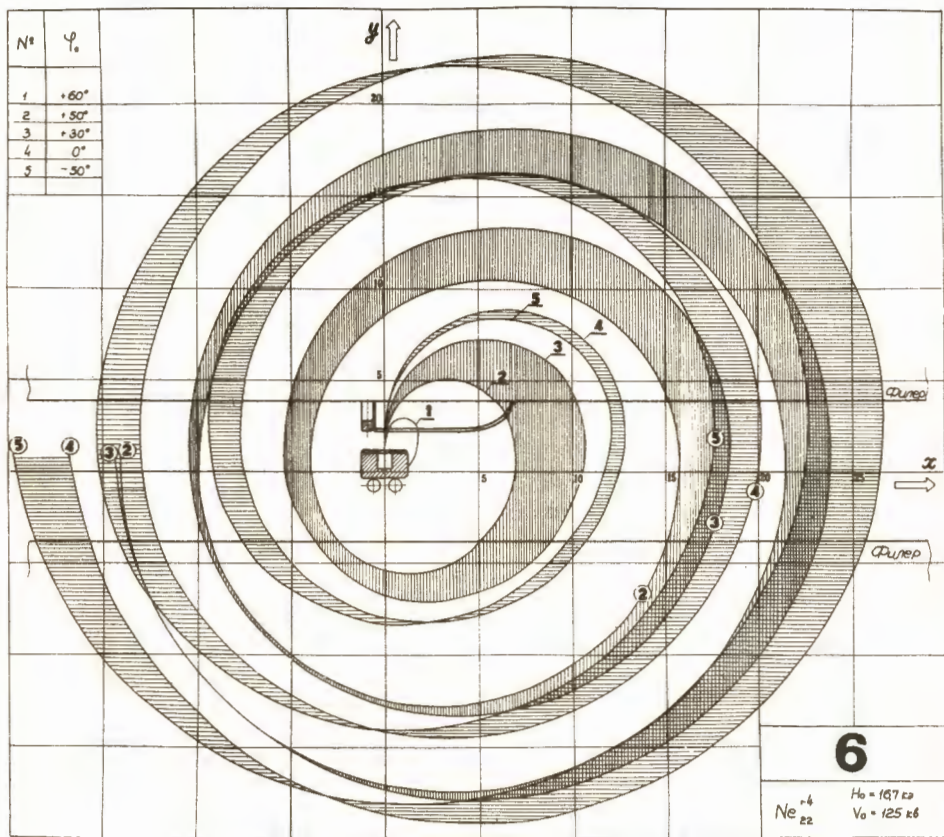
Р и с. 136. Траектории $R(\phi)$ при $K = 25$ (распределение потенциала 5).
 Область шириной $\Delta\phi_0 = 10^\circ$ между $+50^\circ$ и $+40^\circ$ заштрихована. Ионы с $\phi_0 = +80^\circ, +10^\circ, -50^\circ$ попадают на источник. Ионы с $\phi_0 = -20^\circ, 0^\circ$ (зачерненная область) после полного оборота в правом дуанте также попадают на источник. .



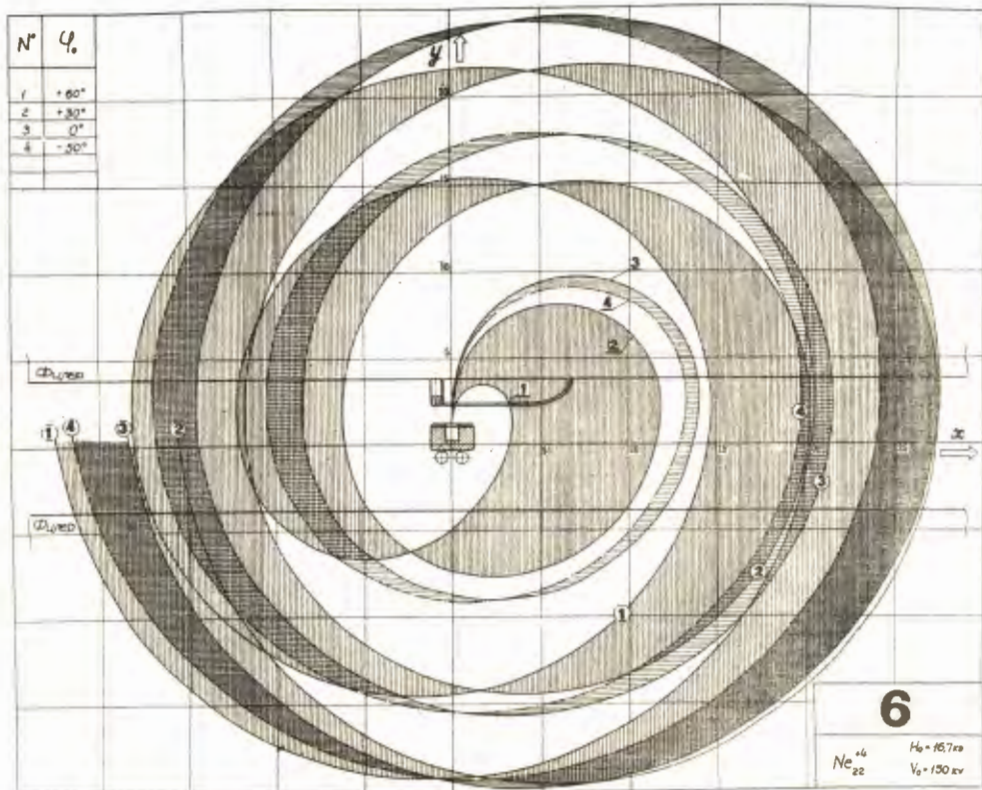
Р и с. 13в. Траектории $R(\varphi)$ при $K = 30$ (распределение потенциала 5). Область шириной $\Delta\varphi_0 = 10^\circ$ между $+50^\circ$ и $+40^\circ$ заштрихована 5). Ионы с $\varphi_0 = +60^\circ, +20^\circ, -20^\circ$ попадают на источник. Большинство ионов между $0^\circ - 10^\circ$ (зачерненная область) после полного оборота в правом дуанте также попадает на источник (ионы с $\varphi_0 = 10^\circ$, однако, огибают источник).



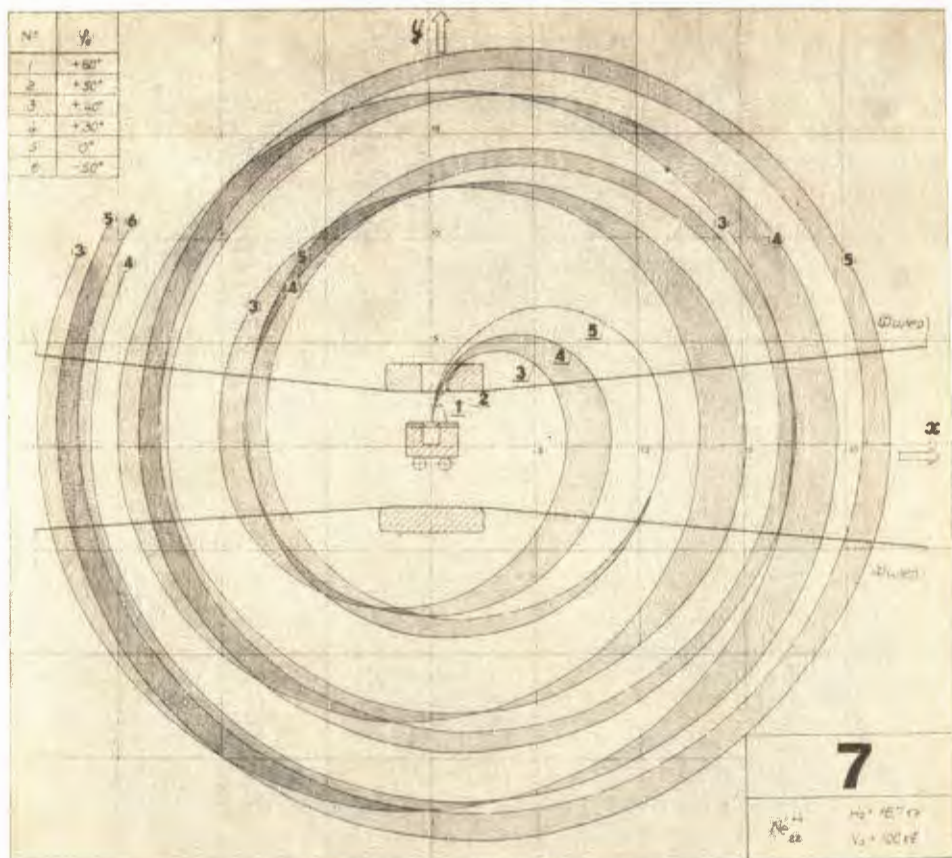
Р и с. 14а. Траектории $R(\varphi)$ при $K = 20$ (распределение потенциала 8). Ионы с $\varphi_0 = 60^\circ$ попадают на источник. Область шириной $\Delta\varphi_0 = 20^\circ$ между $+50^\circ$ и $+30^\circ$ заштрихована вертикальными линиями, а $\Delta\varphi_0 = 60^\circ$ между 0 и -60° заштрихована горизонтальными линиями.



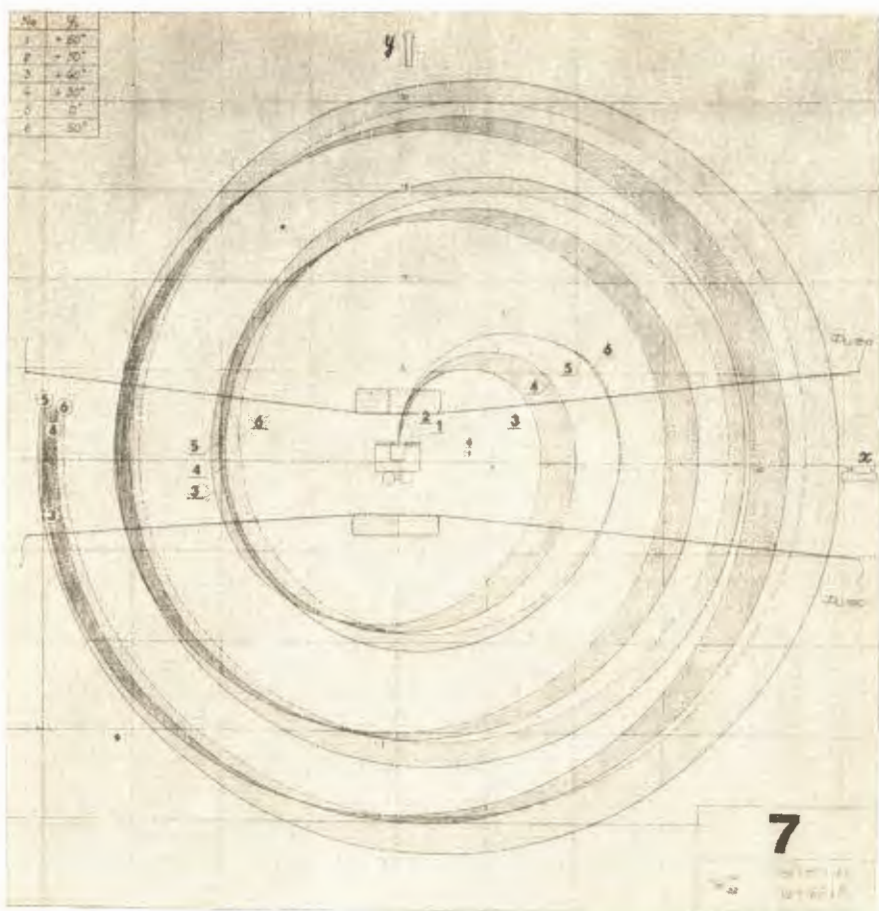
Р и с. 146. Траектории $R(\phi)$ при $K = 25$ (распределение потенциала 6). Ионы с $\phi_0 = 60^\circ$ попадают на источник. Область шириной $\Delta\phi_0 = 20^\circ$ между $+60^\circ$ и $+30^\circ$ заштрихована вертикальными линиями, а $\Delta\phi_0 = 50^\circ$ между 0 и -50° заштрихована горизонтальными линиями.



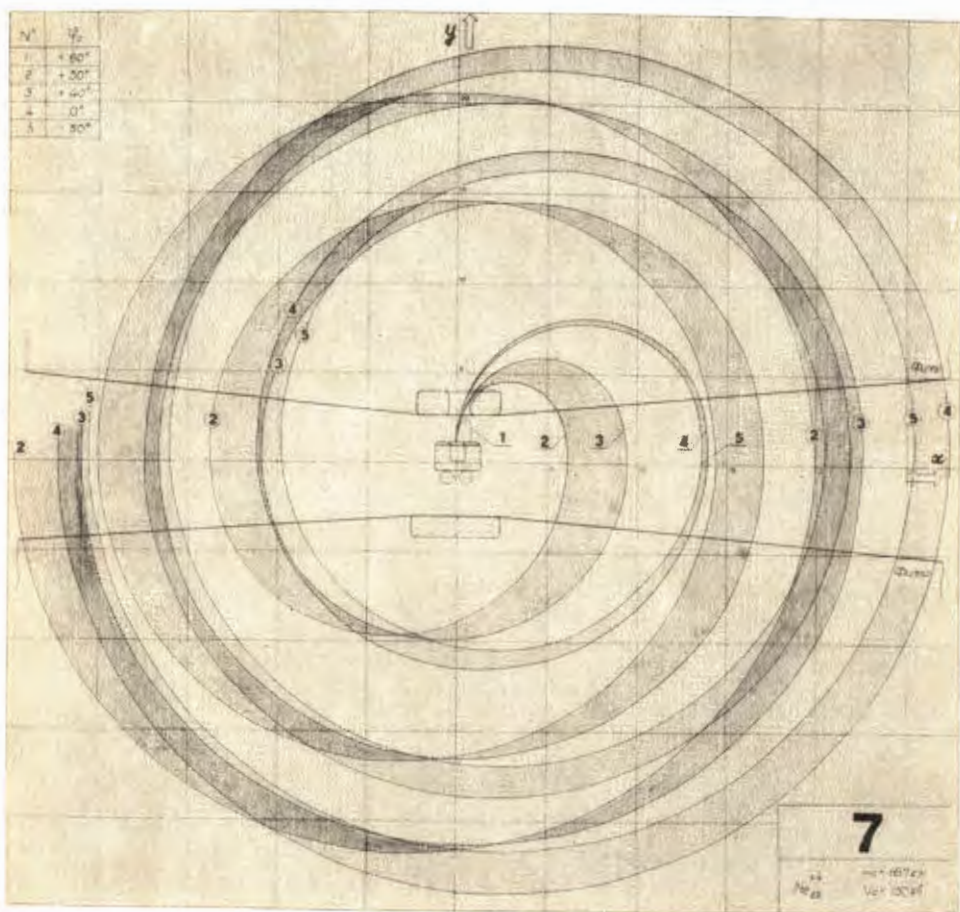
Р и с. 14в. Траектории $R(\varphi)$ при $K = 30$ (распределение потенциала 6). Область шириной $\Delta\varphi_0 = 30^\circ$ между $+30^\circ$ и $+60^\circ$ заштрихована вертикальными линиями, а $\Delta\varphi_0 = 50^\circ$ между 0° и -30° заштрихована горизонтальными линиями.



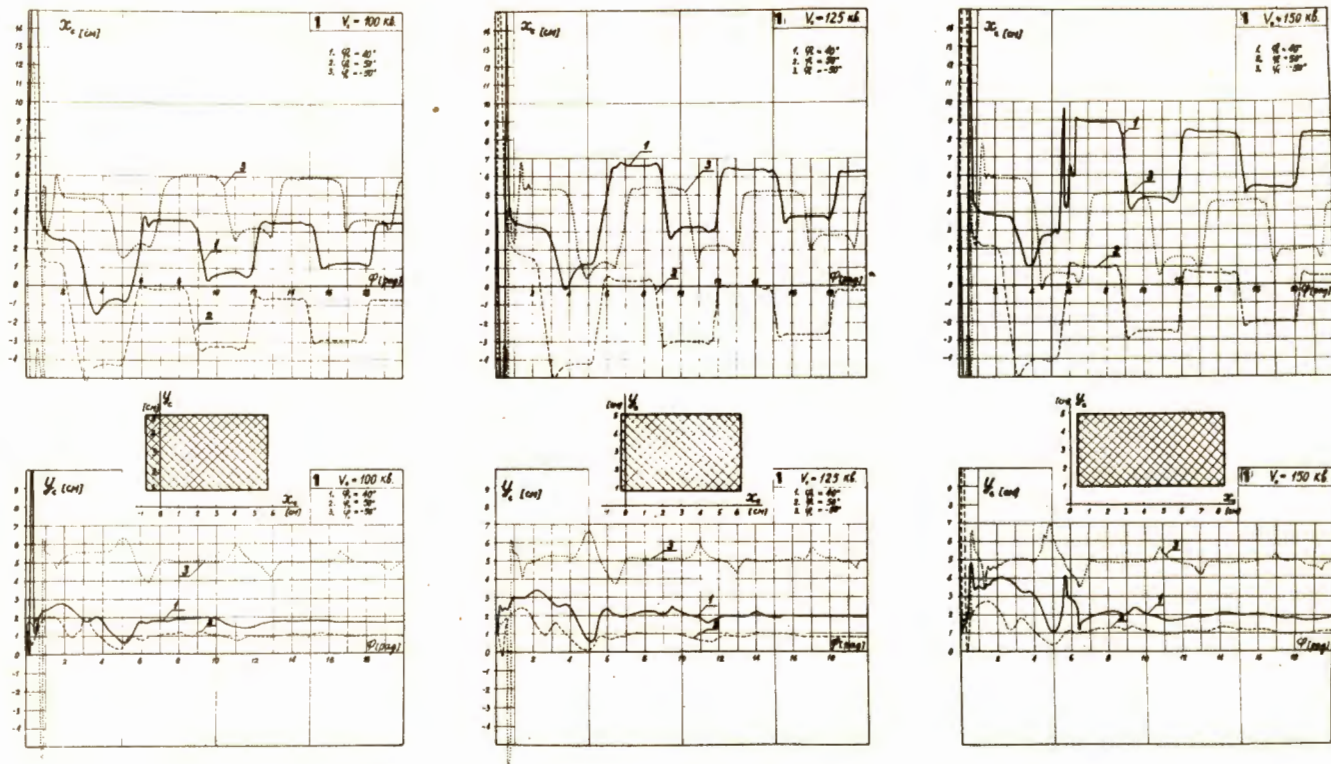
Р и с. 15а. Траектории $R(\phi)$ при $K = 20$ (распределение потенциала 7). Ионы с $\phi_0 = 60^\circ$ попадают на источник, а с $\phi_0 = +50^\circ$ попадают на стенку щели. Область шириной $\Delta\phi_0 = 10^\circ$ между 30° и 40° зачернена и $\Delta\phi_0 = 50^\circ$ между 0° и -50° заштрихована.



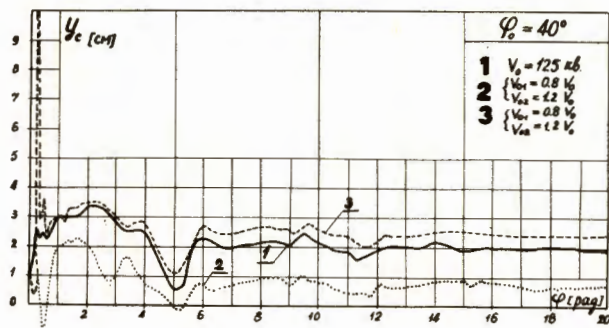
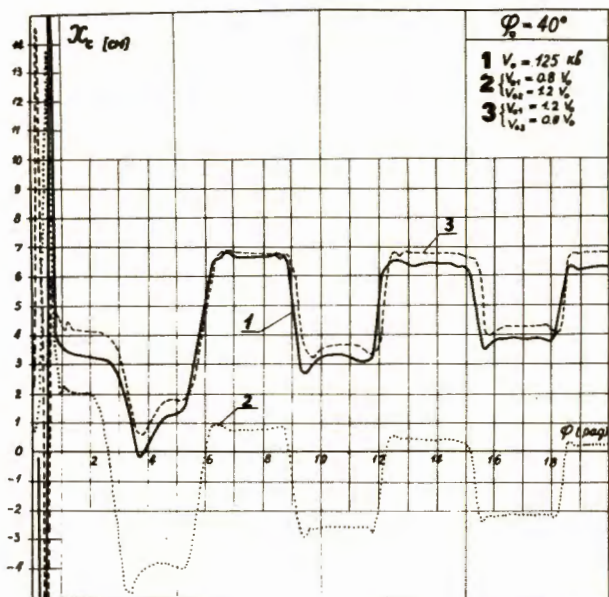
Р и с. 156. Траектории $R(\varphi)$ при $K = 25$ (распределение потенциала 7). Ионы с $\varphi_0 = 60^\circ$ попадают на источник, а с $\varphi_0 = +50^\circ$ попадают на стенку щели. Область шириной $\Delta\varphi_0 = 10^\circ$ между 30° и 40° зачернена и $\Delta\varphi_0 = 50^\circ$ между 0° и -50° заштрихована.



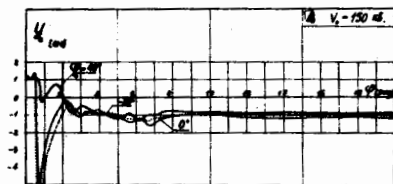
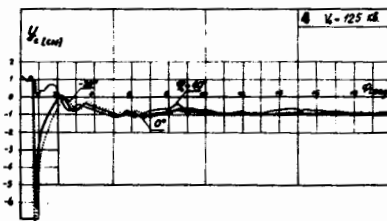
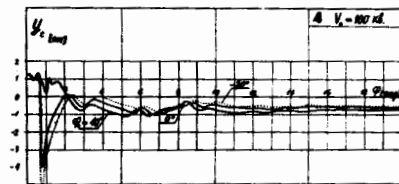
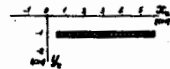
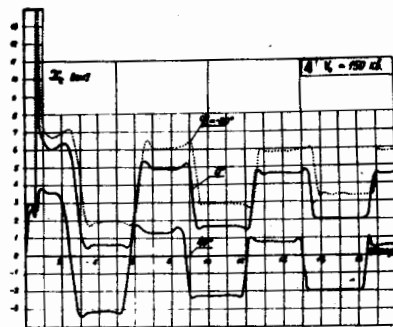
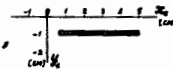
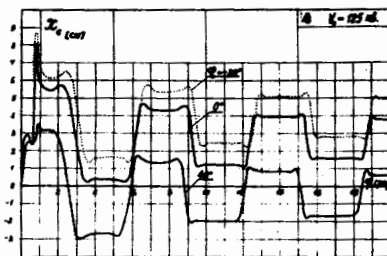
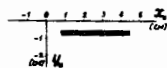
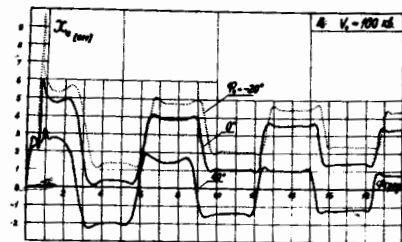
Р и с. 15в. Траектории $R(\phi)$ при $K = 30$ (распределение потенциала 7). Ионы с $\phi_0 = 60^\circ$ попадают на источник. Область шириной $\Delta\phi_0 = 20^\circ$ между 50° и 40° зачернена и $\Delta\phi_0 = 50^\circ$ между 0 и -50° заштрихована.



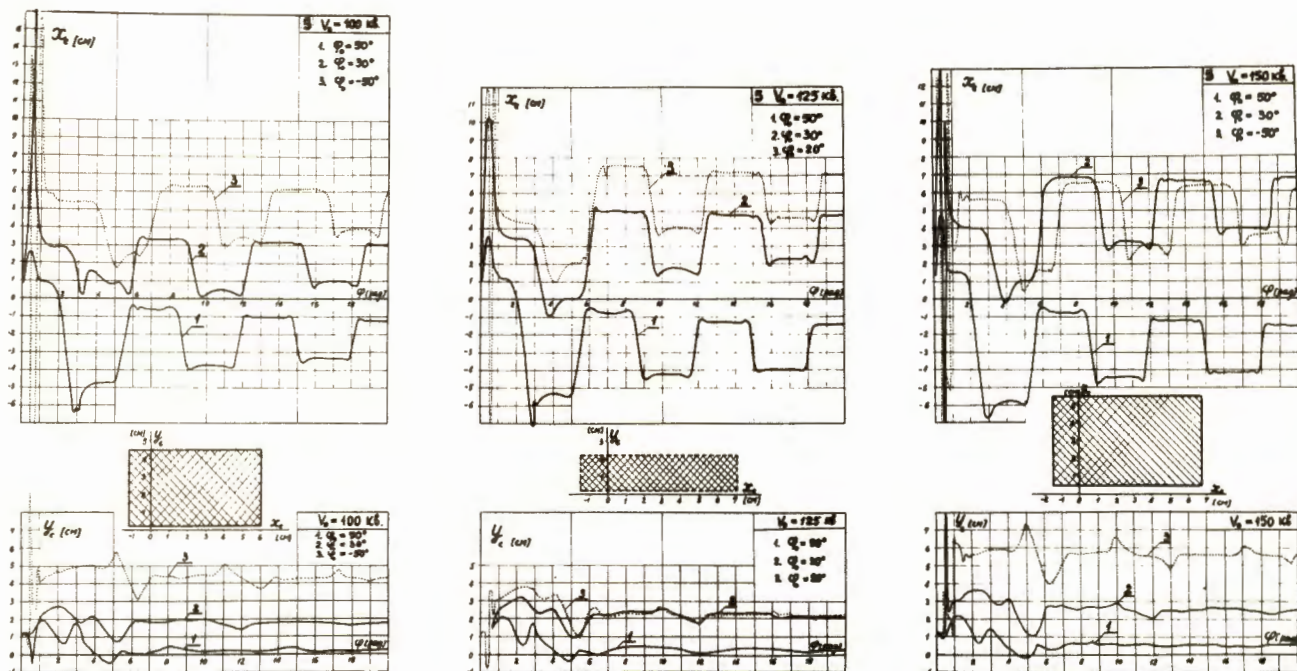
Р и с. 16. Смещение координат мгновенного центра кривизны траекторий $x_c(\varphi)$; $y_c(\varphi)$ ионов с различными начальными фазами (распределение потенциала 1). Заштрихованный прямоугольник указывает границы области, занимаемой мгновенными центрами движения этих ионов после трех оборотов.



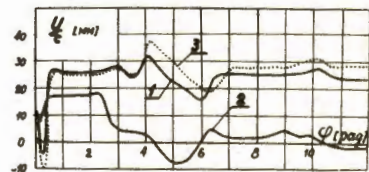
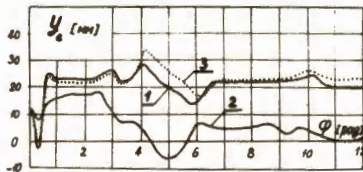
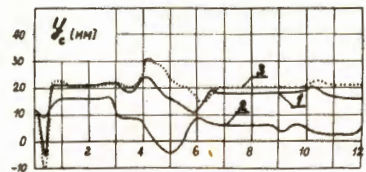
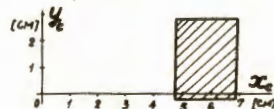
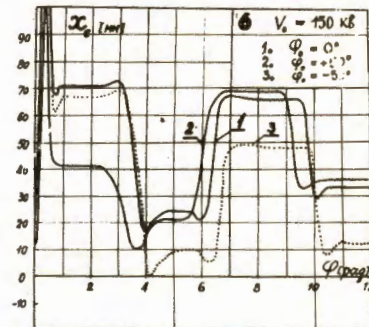
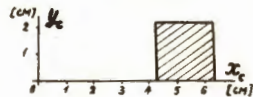
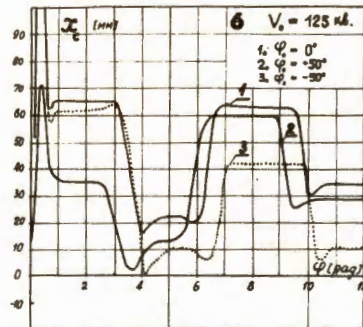
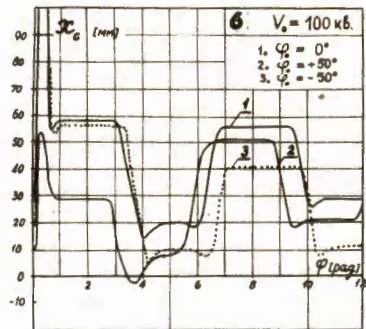
Р и с. 17. Смещение координат мгновенного центра кривизны траектория $x_c(\phi)$; $y_c(\phi)$ ионов, имеющих $\phi_0 = +40^\circ$. Кривая 1 (сплошная линия) соответствует распределению потенциала 1. Кривая 2 (пунктирная линия) соответствует распределению потенциала 2 (перекос). Кривая 3 (прерывистая линия) соответствует распределению потенциала 3 (перекос).



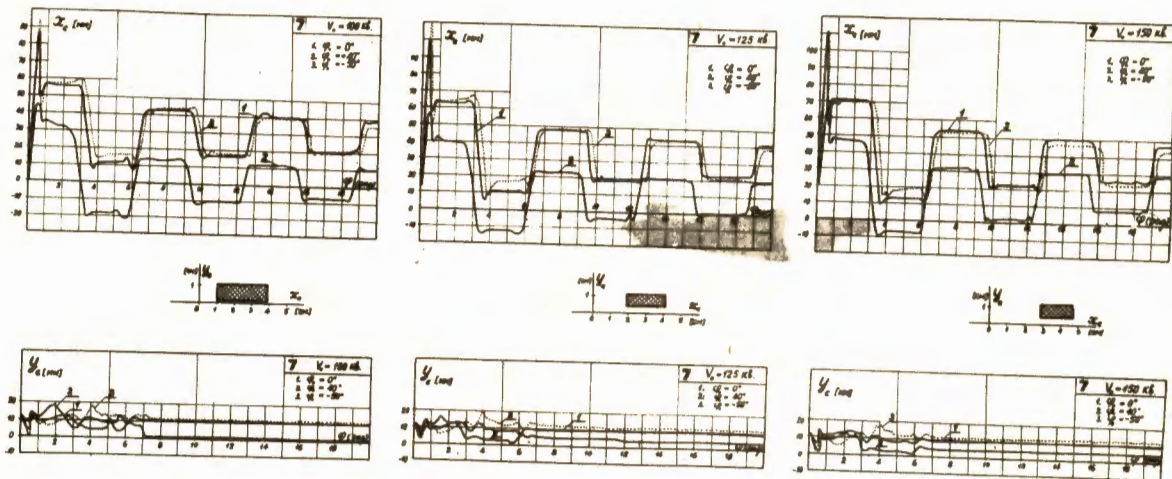
Р и с. 18. Смещение координат мгновенного центра кривизны траекторий $x_0(\phi)$; $y_0(\phi)$ ионов с различными начальными фазами (распределение потенциала 4). Заштрихованный прямоугольник указывает границы области, занимаемой мгновенными центрами движения этих ионов после трех оборотов.



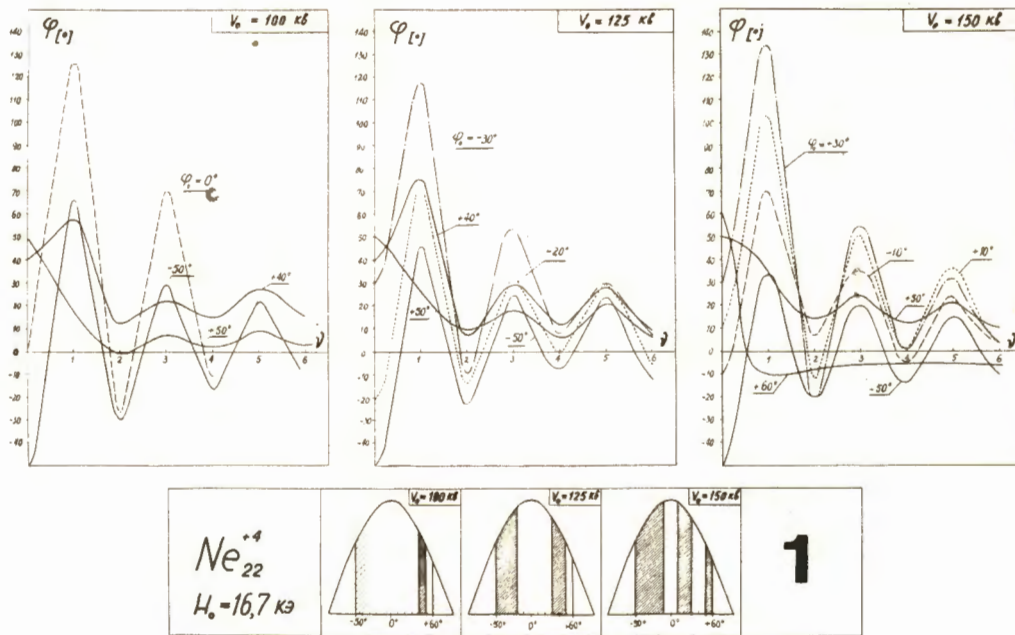
Р и с. 19. Смещение координат мгновенного центра кривизны траекторий $x_0(\phi)$; $y_0(\phi)$ ионов с различными начальными фазами (распределение потенциала V_0). Заштрихованный прямоугольник указывает границы области, занимаемой мгновенными центрами движения этих ионов после трех оборотов.



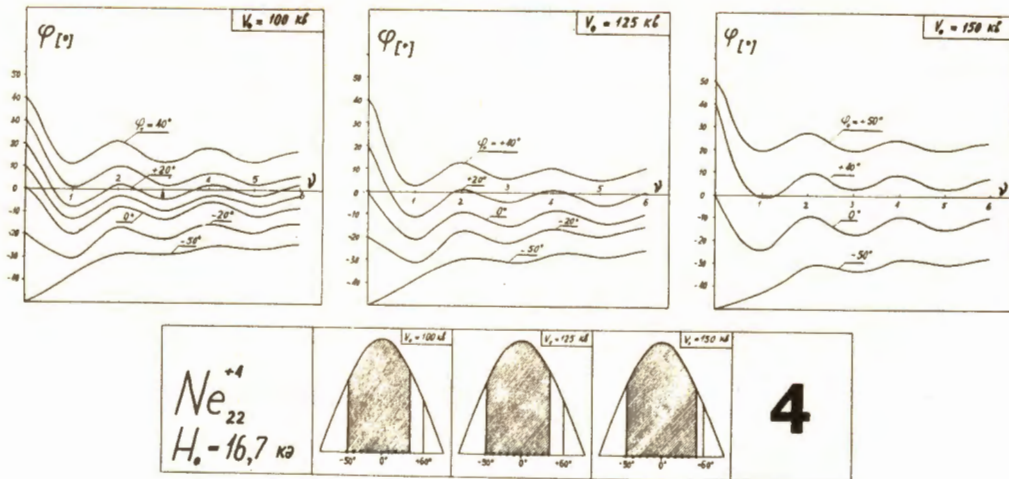
Р и с. 20. Смещение координат мгновенного центра кривизны траекторий $x_0(\varphi); y_0(\varphi)$ ионов с различными начальными фазами (распределение потенциала θ). Заштрихованный прямоугольник указывает границы области, занимаемой мгновенными центрами движения этих ионов после трех оборотов.



Р и с. 21. Смещение координат мгновенного центра кривизны траекторий $x_c(\phi)$; $y_c(\phi)$ ионов с различными начальными фазами (распределение потенциала 7). Заштрихованный прямоугольник указывает границы области, занимаемой мгновенными центрами движения этих ионов после трех оборотов.

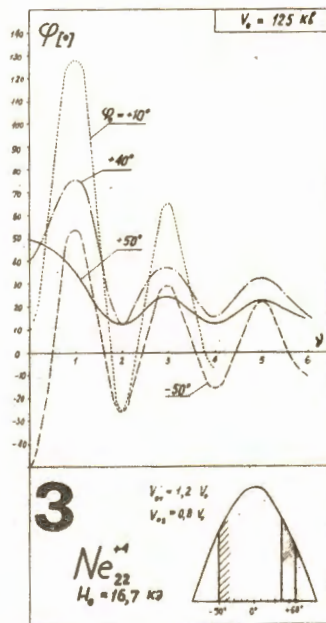
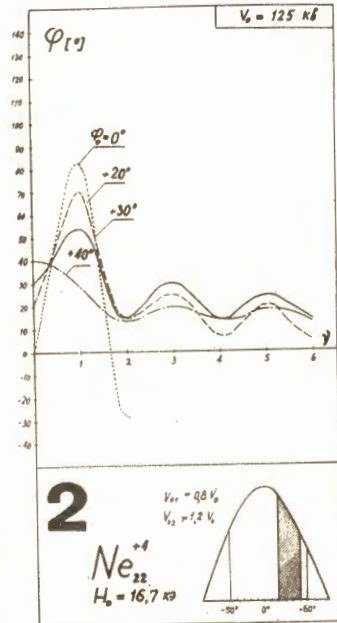
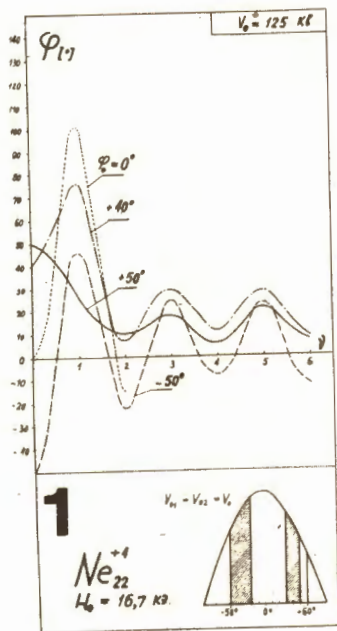


Р и с. 22. Фаза иона как функция числа ускорений ν (распределение потенциала 1). Заштрихованные области на нижнем рисунке указывают область начальных фаз ионов, которые не попадают на источник при ускорении.

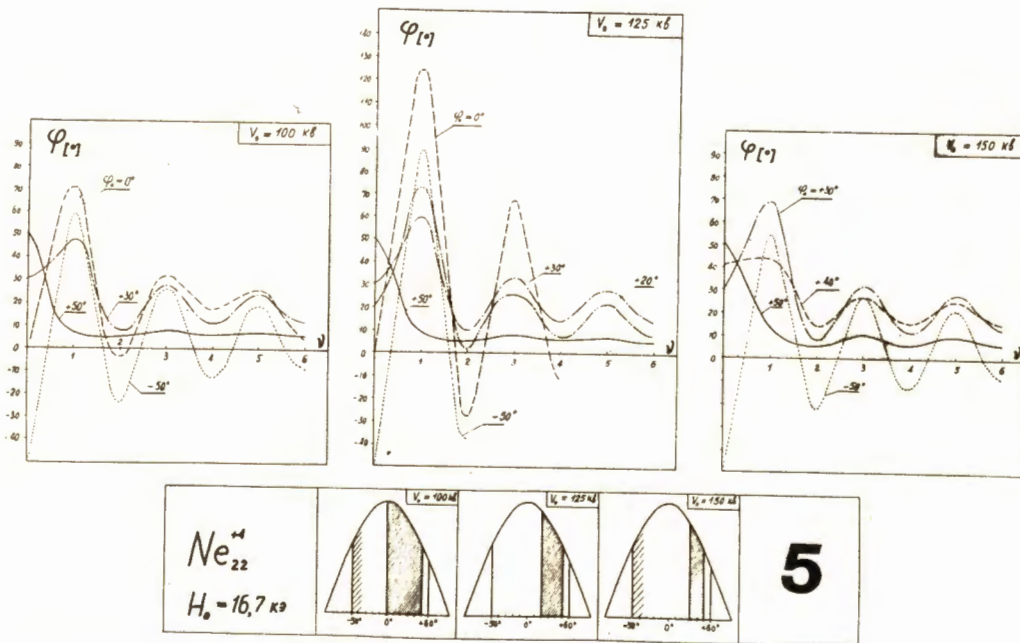


42

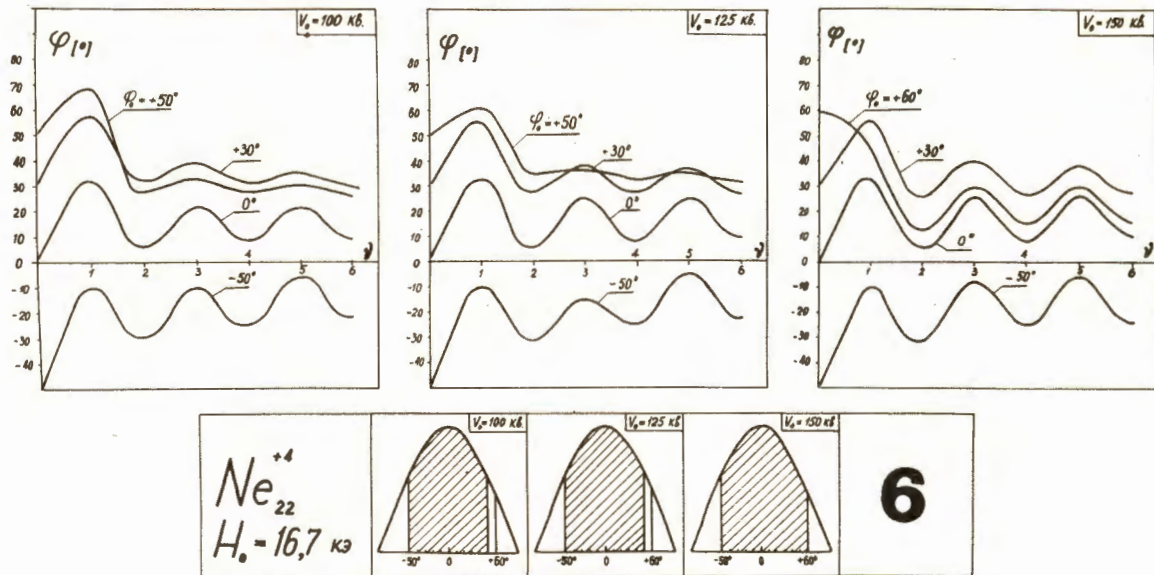
Р и с. 24. Фаза иона как функция числа ускорений ν (распределение потенциала 4). Заштрихованные области на нижнем рисунке указывают область начальных фаз ионов, которые не попадают на источник при ускорении.



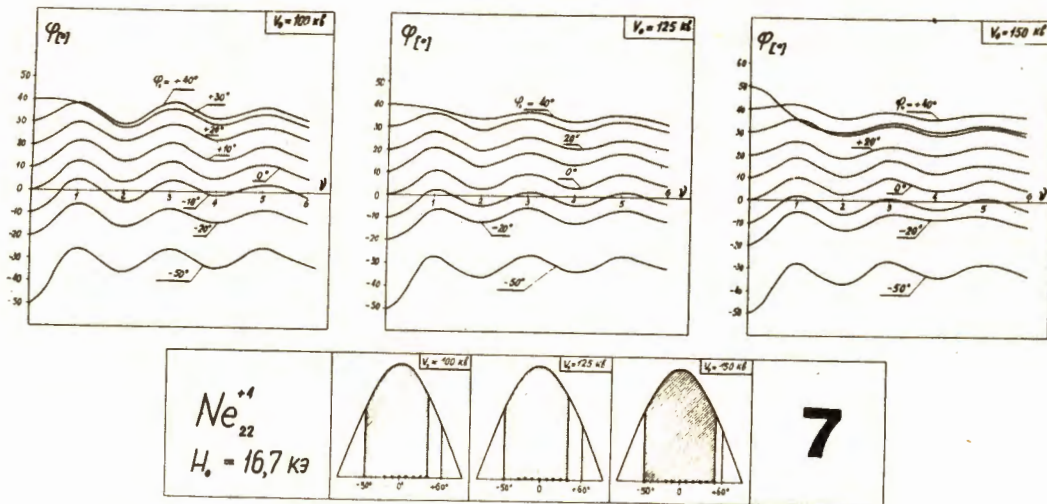
Р и с. 23. Фаза иона как функция числа ускорений ν для распределения потенциала 1,2,3 соответственно (симметричное питание и перекус; $V_0 = 125 \text{ кВ}$). На нижних рисунках заштрихована область начальных фаз ионов, которые не попадают на источник при ускорении.



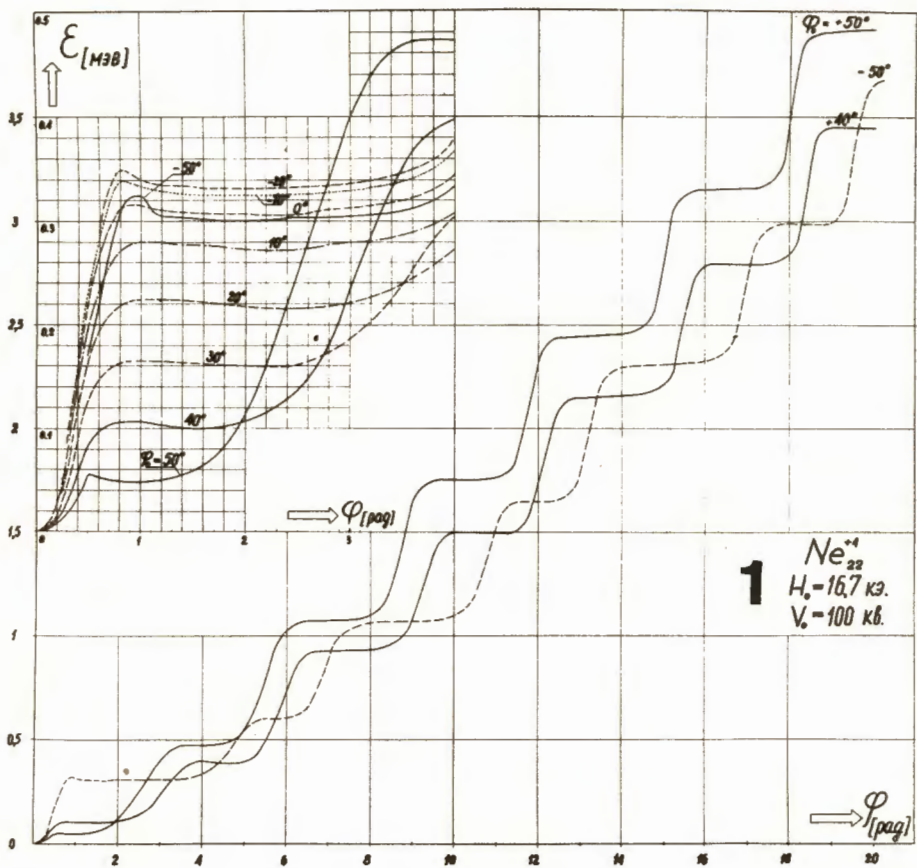
Р и с. 25. Фаза иона как функция числа ускорений ν (распределение потенциала Φ). Заштрихованные области на нижнем рисунке указывают область начальных фаз ионов, которые не попадают на источник при ускорении.



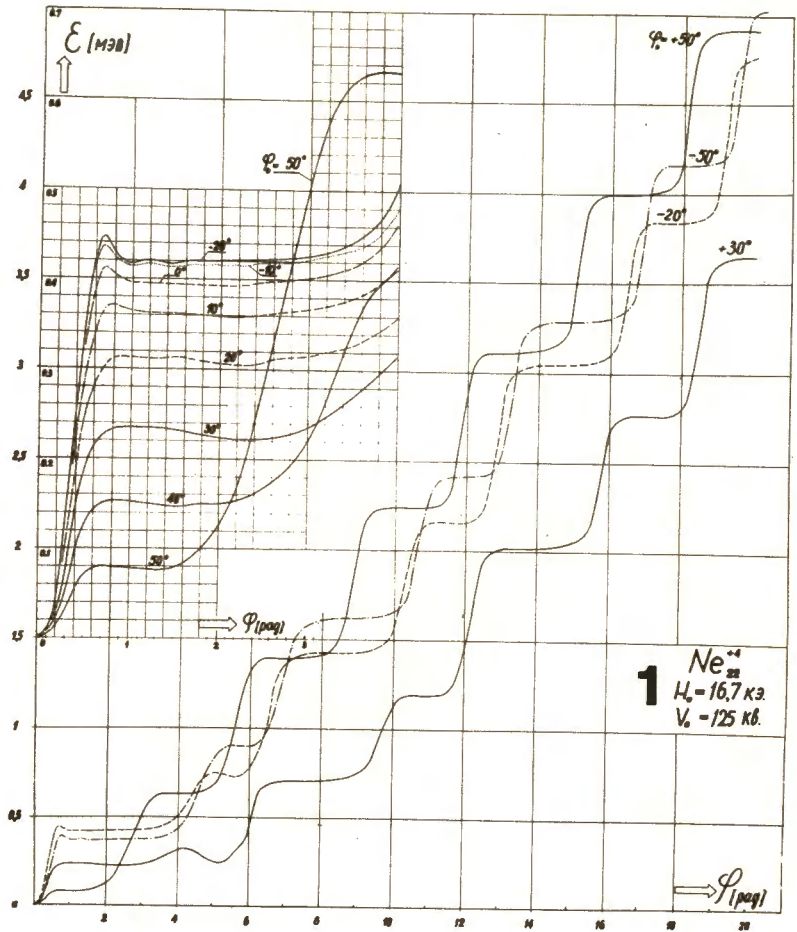
Р и с. 26. Фаза иона как функция числа ускорений ν (распределение потенциала φ),
Заштрихованные области на нижнем рисунке указывают область начальных
фаз ионов, которые не попадают на источник при ускорении.



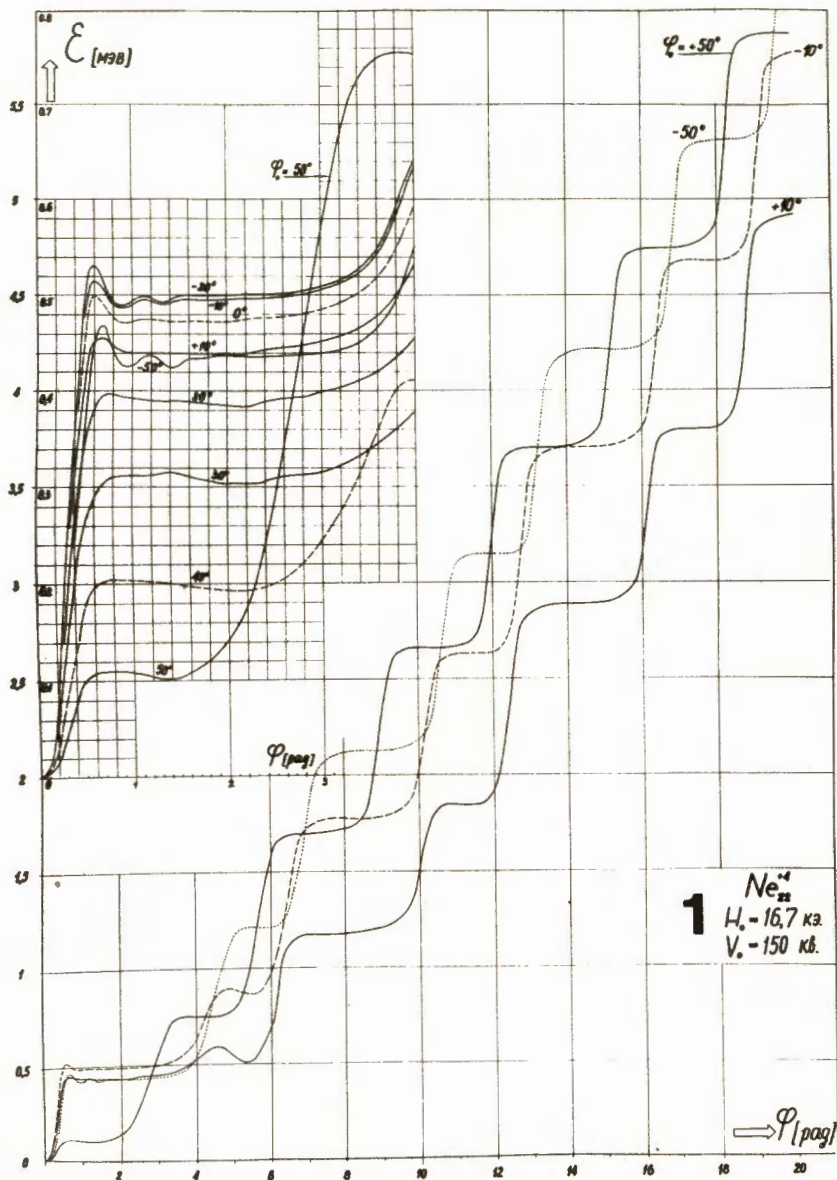
Р и с. 27. Фаза иона как функция числа ускорений ν (распределение потенциала 7). Заштрихованные области на нижнем рисунке указывают область начальных фаз ионов, которые не попадают на источник при ускорении.



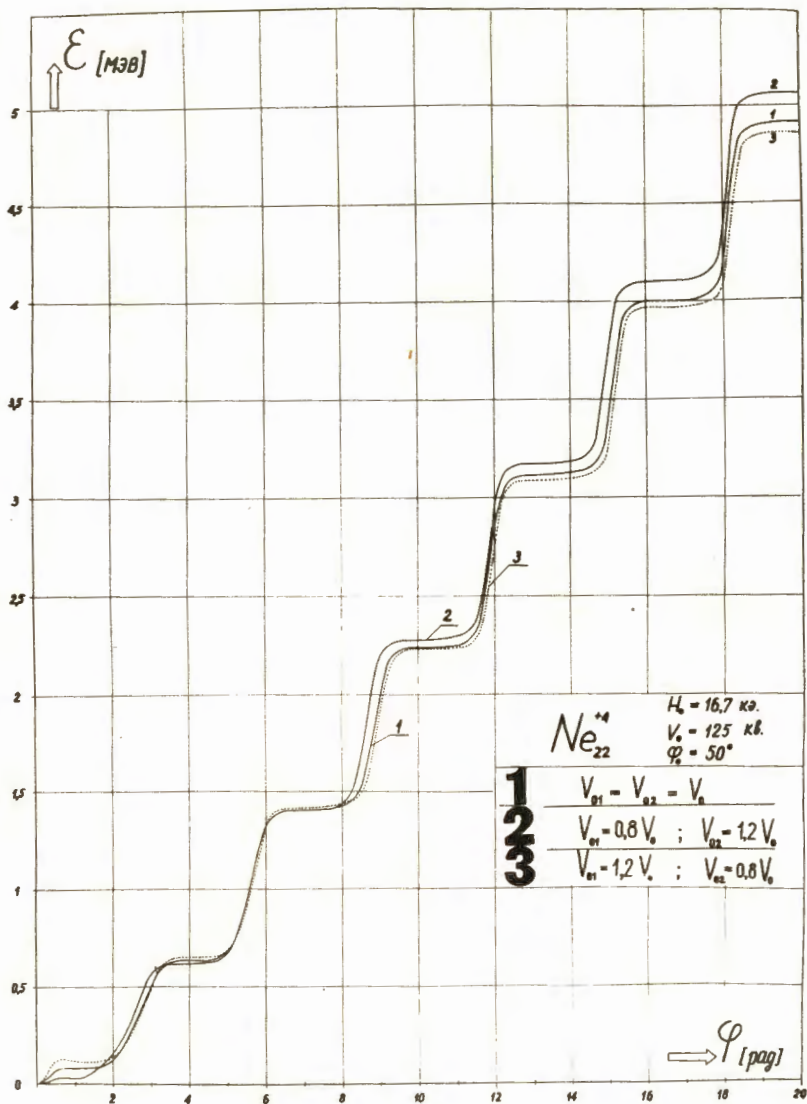
Р и с. 28а. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 20$, распределение потенциала 1).



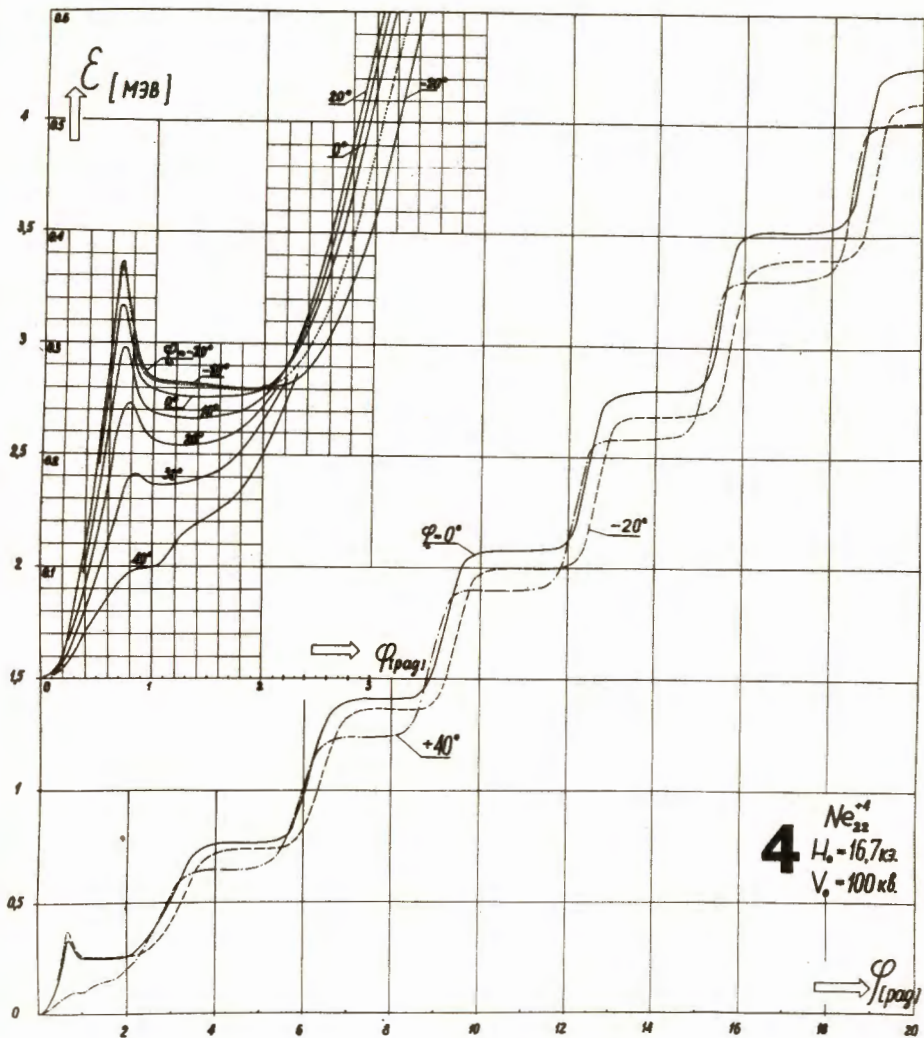
Р и с. 286. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 25$, распределение потенциала 1).



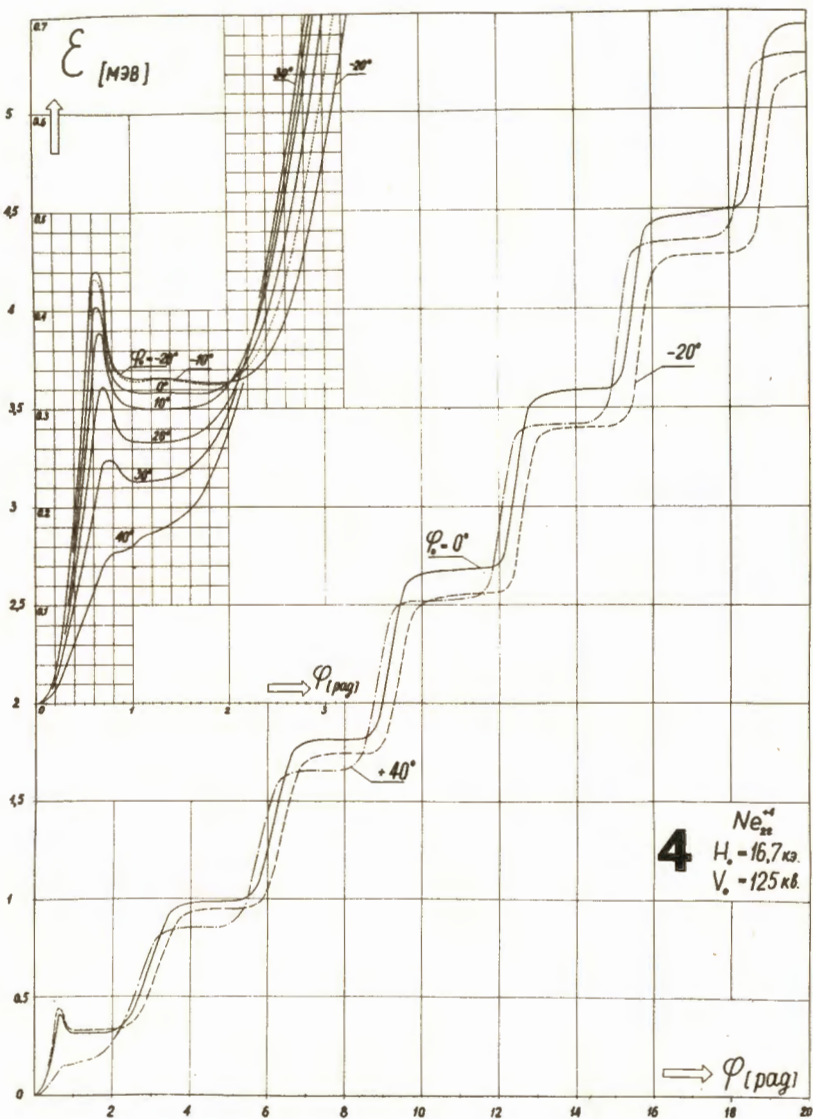
Р и с. 28в. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 25$, распределение потенциала 1).



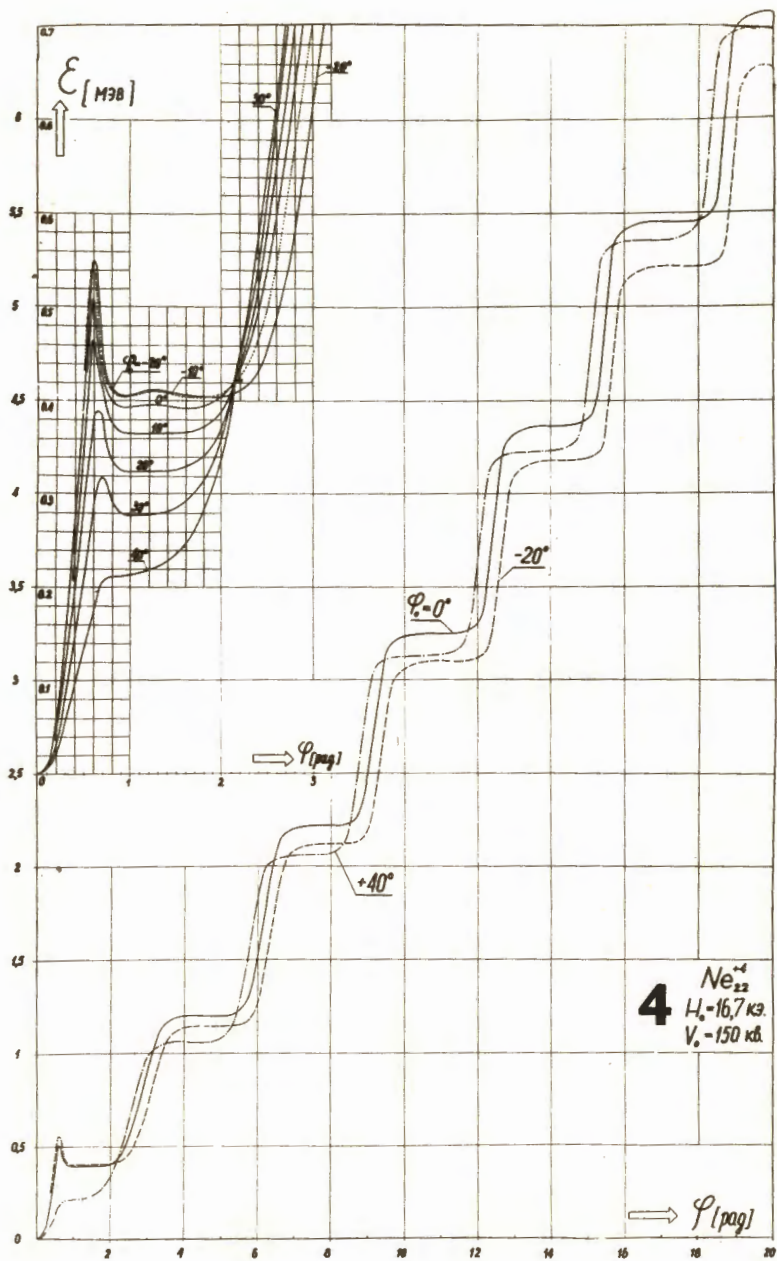
Р и с. 29. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ (начальная фаза $\phi_0 = 50^\circ$, $K = 25$). Кривая 1 соответствует распределению потенциалов 1, кривые 2 и 3 соответствуют распределению потенциалов 2 и 3 (перекос).



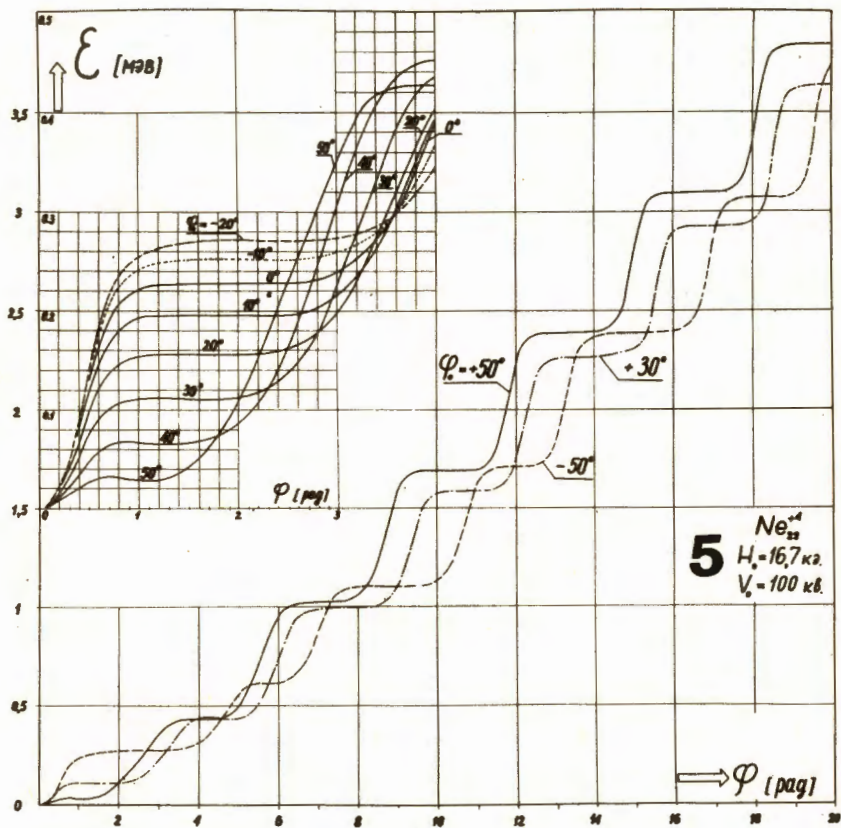
Р и с. 30. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 20$, распределение потенциала 4).



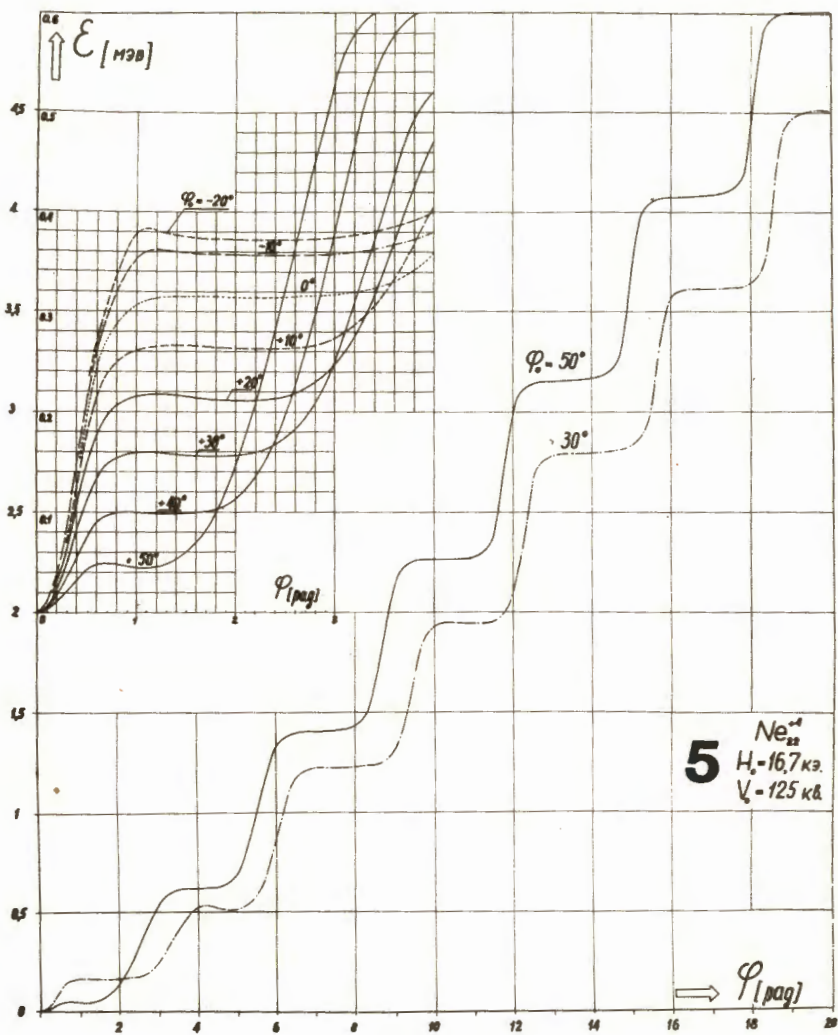
Р и с. 31. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 25$, распределение потенциала 4).



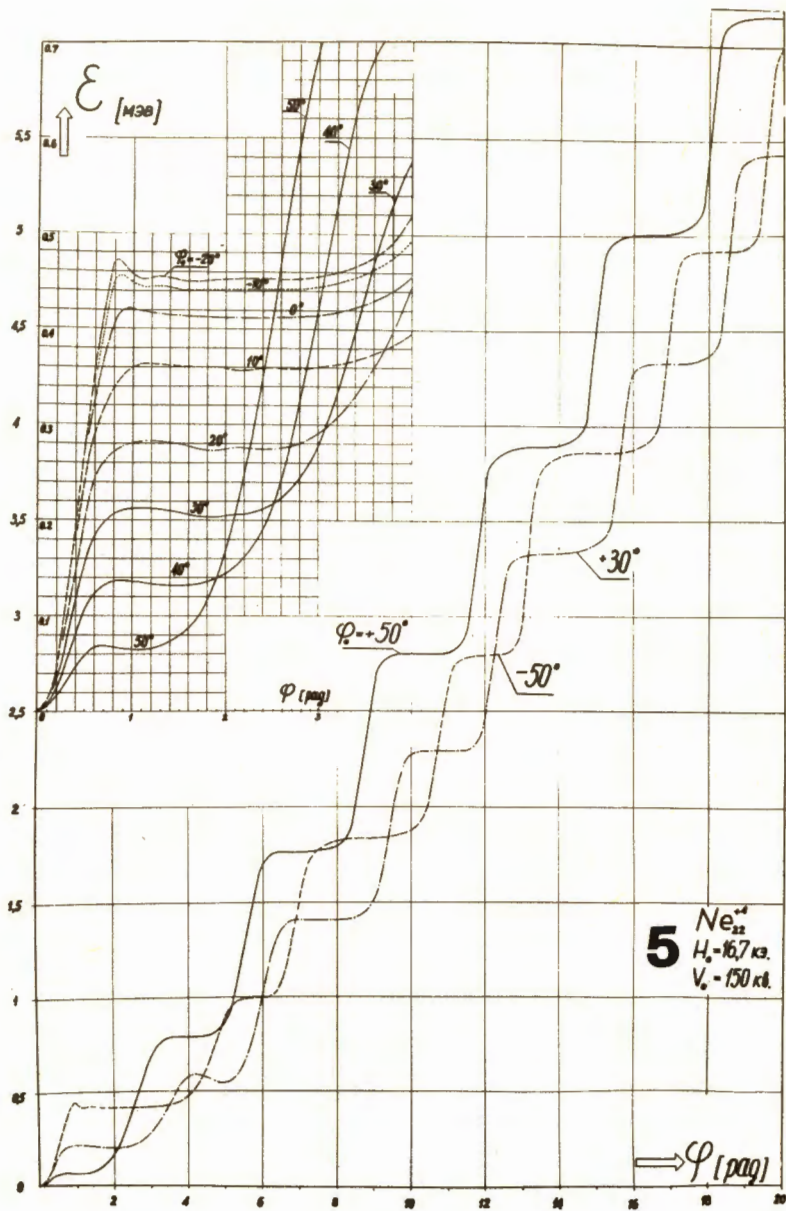
Р и с. 32. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\varphi)$ ($K = 30$, распределение потенциала 4).



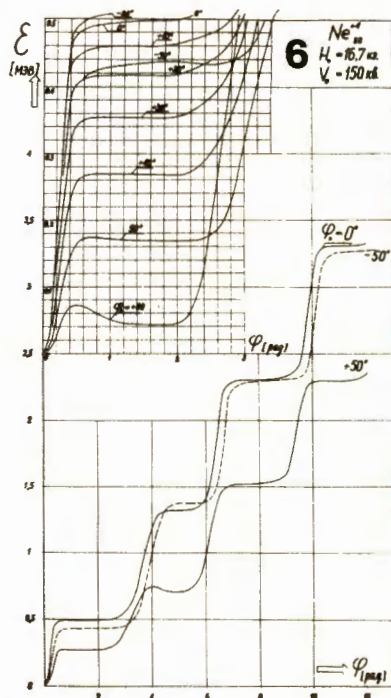
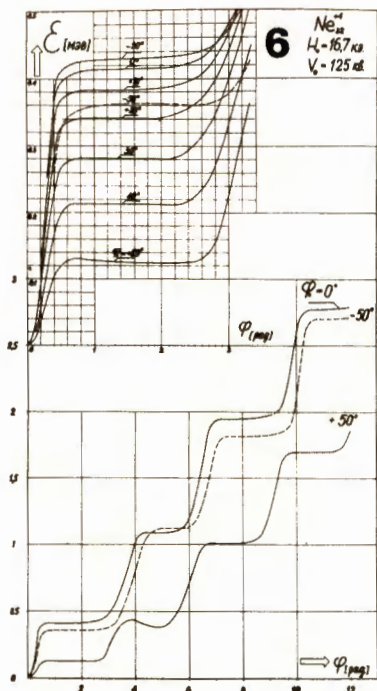
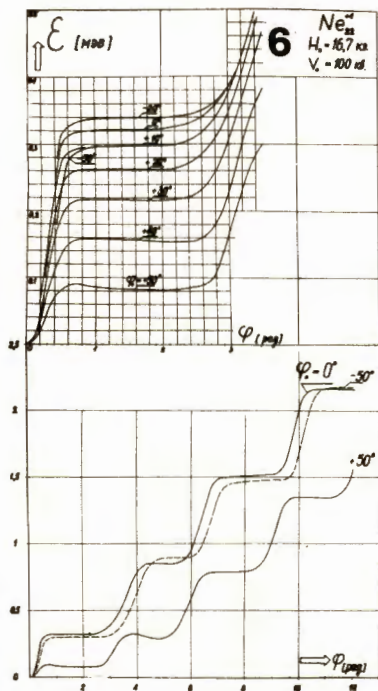
Р и с. 33. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 20$, распределение потенциала 5).



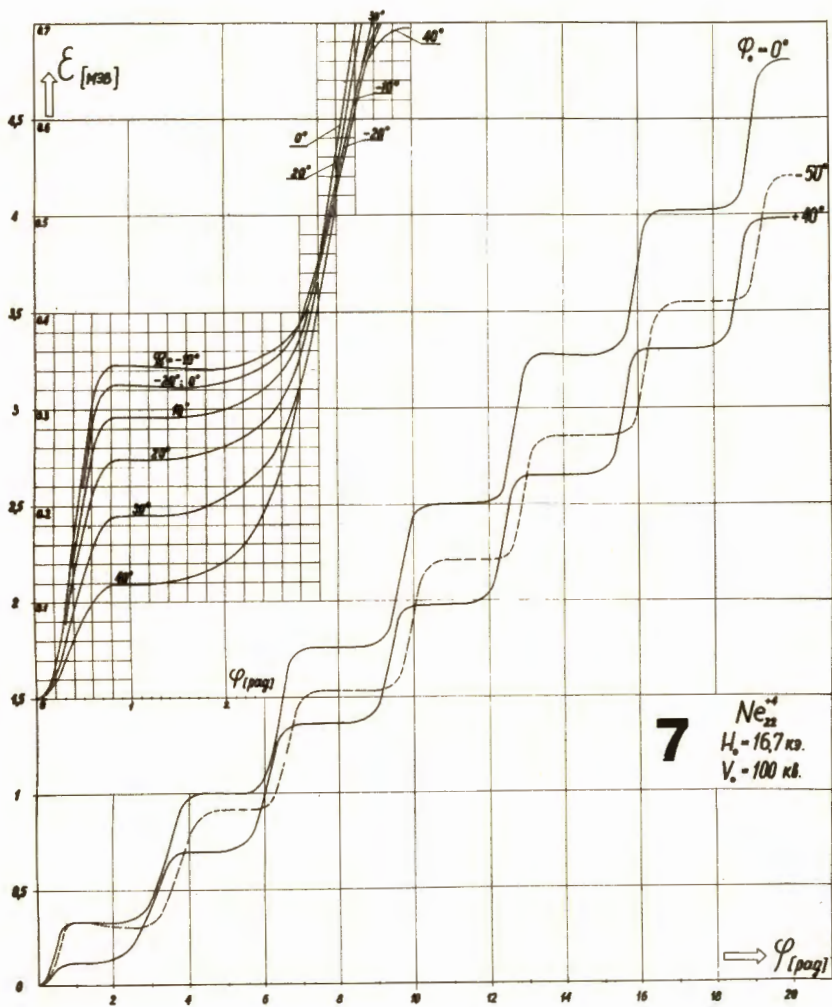
Р и с. 34. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 25$, распределение потенциала 5).



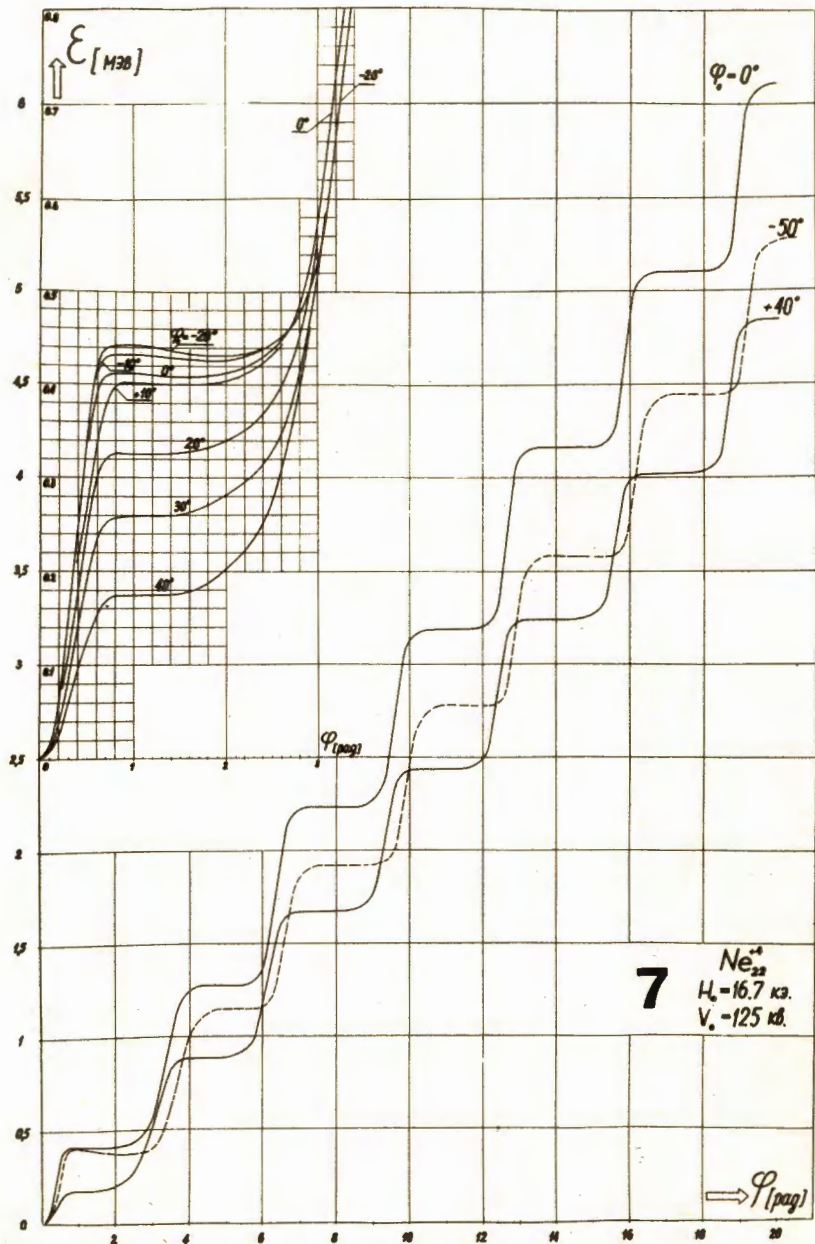
Р и с. 35. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 30$, распределение потенциала б).



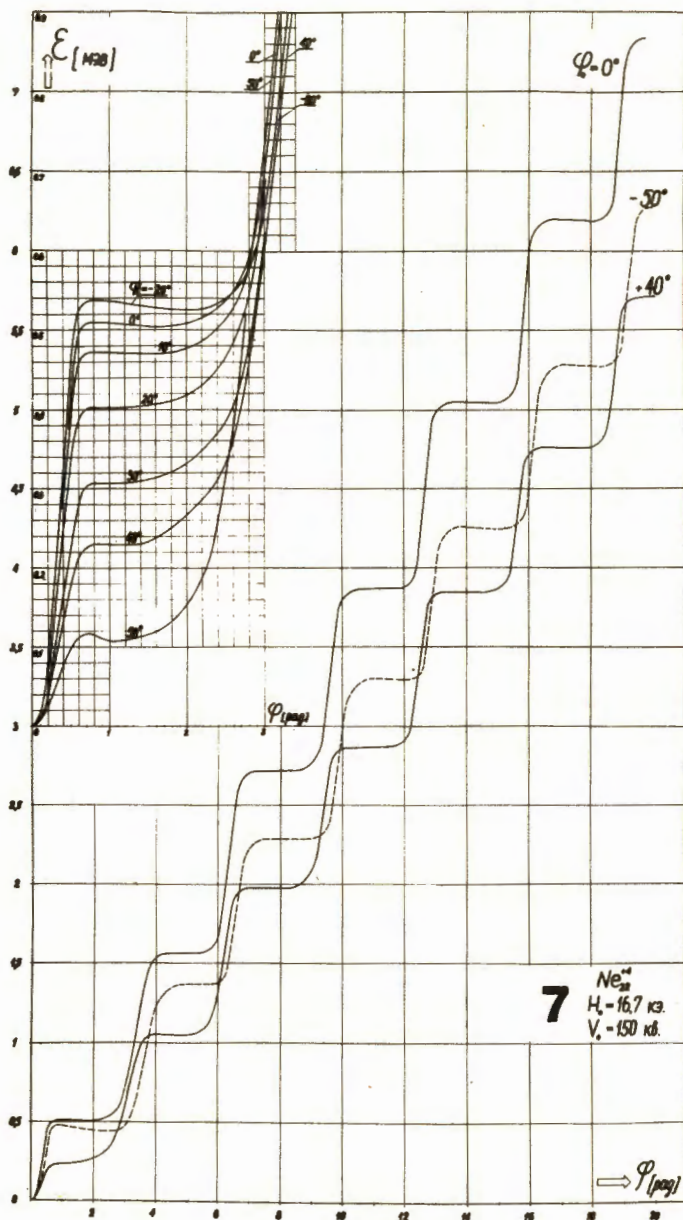
Р и с. 36. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ (распределение потенциала ϕ).



Р и с. 37. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 20$, распределение потенциала γ).



Р и с. 38. Изменение энергии ионов со времени $\epsilon(\varphi)$ ($K = 25$, распределение потенциала 7).



Р и с. 38. Изменение энергии со времени $\epsilon(\phi)$ ($K = 30$, распределение потенциала 7).