

С 345К

19

К-592

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2854



С.И. Козлов, Р.Ц. Оганесян, Пек Ден Ги,  
И.А. Шелаев

РАСЧЕТ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ  
В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ЦИКЛОТРОНА  
ПРИ ПОВОРОТЕ ИСТОЧНИКА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1966

Р - 2884

4453/1 нр.

С.И. Козлов, Р.И. Оганесян, Пек Ден Ги,  
И.А. Шелаев

РАСЧЕТ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ  
В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ЦИКЛОТРОНА  
ПРИ ПОВОРОТЕ ИСТОЧНИКА

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## В в е д е н и е

Полутора- и трехметровый циклотроны тяжелых ионов ОИЯИ работают в настоящее время с щелевой начальной оптикой, причем плоскость вытягивающей щели параллельна оси резонансных линий.

В ряде работ /1-3/ было показано, что увеличение длины пути первого полуоборота иона путем азимутального перемещения источника и щели на некоторый угол позволяет сместить максимум тока, вытягиваемого из источника (начальная фаза  $0^\circ$ ), и максимум энергии, приобретаемой ионом при первом ускорении (фаза  $\approx -10^\circ$ ), в ту область фаз ионов ( $+10^\circ$  и  $+50^\circ$ ), которые ускоряются до конечного радиуса. Это ведет к улучшению качества пучка в радиальном направлении и увеличению интенсивности. Расчет движения ионов при повороте щели и источника приведен в данной работе.

### Движение ионов в центральной области циклотрона (медианная плоскость)

Движение иона с массой  $A_m$  и зарядом  $Ze$  в электрическом поле  $\vec{E}$  и магнитном  $\vec{H}$  описывается уравнением Лоренца

$$A_m \ddot{\vec{r}} = Ze \vec{E} + \frac{Ze}{c} \dot{\vec{r}} \times \vec{H} \quad (1)$$

Для решения этого уравнения сделаем ряд упрощающих предположений:

- 1) электрическое поле  $\vec{E}$  равно нулю всюду, кроме ускоряющего промежутка шириной  $2k$ , где поле однородно и нормально к промежутку;
- 2) магнитное поле однородно;
- 3) ларморовская частота вращения иона  $\omega_L = \frac{ZeH}{A_m c}$  совпадает с частотой изменения электрического поля во времени;
- 4) действием пространственного заряда пренебрегаем;
- 5) рассматриваем движение иона только в медианной плоскости  $(X, Y)$ .

Тогда уравнение (1) в декартовой системе координат (ось Y параллельна ускоряющему промежутку и ось X перпендикулярна к нему) имеет вне ускоряющего промежутка вид:

$$\begin{aligned}\ddot{X} &= \omega_L \dot{Y} , \\ \ddot{Y} &= -\omega_L \dot{X} ,\end{aligned}\quad (2)$$

и в ускоряющем промежутке:

$$\begin{aligned}\ddot{X} &= -\frac{Ze}{Am} E_z \cos(\omega_L t + \phi) + \omega_L \dot{Y} , \\ \ddot{Y} &= -\omega_L \dot{X} .\end{aligned}\quad (3)$$

Траектория иона в уравнении (2) представляет собой окружность. Решение уравнения (3) можно записать в виде

$$\begin{aligned}X - X_0 &= M [-r \cos(r + \phi_0) + 2 \sin \phi_0 (\cos r - 1) + \cos \phi_0 \sin r] + \\ &+ \frac{V_v}{\omega} \sin \gamma \sin r + \frac{V_v}{\omega} \cos \gamma (1 - \cos r) , \\ Y - Y_0 &= M [r \sin(r + \phi_0) - \sin \phi_0 \sin r] + \frac{V_v}{\omega} \sin \gamma (\cos r - 1) + \\ &+ \frac{V_v}{\omega} \cos \gamma \sin r , \\ \dot{X} &= N [r \sin(r + \phi_0) - \sin \phi_0 \sin r] + V_v \sin \gamma \cos r + V_v \cos \gamma \sin r , \\ \dot{Y} &= N [r \cos(r + \phi_0) + \cos \phi_0 \sin r] - V_v \sin \gamma \sin r + V_v \cos \gamma \cos r , \\ X_c &= X + \frac{\dot{Y}}{\omega} , \\ Y_c &= Y - \frac{\dot{X}}{\omega} .\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь  $r$  - угол пролета частицы через ускоряющий промежуток,  $\gamma$  - угол между скоростью частицы и перпендикуляром к ускоряющему промежутку,

$$M = \frac{Ze E_m}{2Am\omega^2} , \quad N = M\omega ,$$

$E_m = \frac{U_m}{2k}$ , где  $U_m$  - амплитуда высокочастотного напряжения, а  $2k$  - расстояние между дуантами,  $v_v$  - скорость частицы на  $v$ -ом полуобороте,  $X_c$ ,  $Y_c$  - координаты центра вращения частицы на данном полуобороте.

При использовании системы уравнений (4) рассчитывались траектории движения ионов

$Ne^{+4}$  при  $N = 16,7$  кэ и  $V_v = 150$  кв (циклотрон У-300) и ионов  $C^{+4}$  при  $N = 17,5$  кэ и  $V_v = 100$  кв (циклотрон У-150) для разных углов поворота ис-

точника ( $\alpha = 20 \pm 30^\circ$ ) в диапазоне начальных фаз ( $\phi_0 = +30^\circ \div -30^\circ$ ). Время пролета через ускоряющий промежуток  $\tau$  определялось для каждого полуоборота графоаналитическим методом из уравнений (4), где полагаем  $Y - Y_0 = 2k - f(\tau)$ .

На рис. 1,2 представлена зависимость времени пролета как функция числа ускорений  $\nu$ . Видно, что  $\tau$  заметно отличается для каждого полуоборота. Результатом действия конечного времени пролета является относительное уменьшение прироста энергии.

Расстояние источник-вытягивающий электрод циклотронов У-300 и У-150 выбиралось из соображения электрической прочности и оптимального выхода ионов из источника. Оно соответствует угловому времени пролета  $\sim 10^\circ$  для обеих циклотронов для  $|\phi_0| \leq 30^\circ$ . Геометрические размеры электродов в центральной области циклотронов представлены на рис. 3.

Согласно предположению Смита<sup>12/</sup>, оптимальный угол поворота  $\alpha$  оказался равным  $20^\circ$  (рис. 4,8).

На рис. 6 для сравнения приведены траектории движения ионов  $Ne_{12}^{+4}$  при повороте источника на  $30^\circ$ . Видно, что качество пучка хуже, чем при повороте на  $20^\circ$ .

Положения мгновенных центров орбит после каждого пересечения ускоряющей щели для разных фаз и углов поворота представлены на рис. 7,8. За единицу смещения принято  $R = R_0$  сова где  $R_0$  - радиус первого полуоборота. Таким образом находится точное положение ионного источника по отношению к магнитному центру циклотрона, т.е. значения  $a$  и  $b$  (рис. 3).

Путем увеличения длины пути первого полуоборота на  $20^\circ$  диапазон начальных фаз ( $+30^\circ \div -30^\circ$ ) после шести проходов щели становится равным ( $+43^\circ, \div -11^\circ$ ) для  $C_{12}^{+4}$  (У-150) и ( $+53^\circ, \div -4^\circ$ ) для  $Ne_{12}^{+4}$  (У-300) (рис. 9,10).

Так как пролетное время частицы в ускоряющем промежутке меньше полупериода высокочастотного напряжения, то эти ионы хорошо сгруппированы по центрам вращения и энергии, но не по фазе. Ввиду того, что ионы концентрируются в области положительных фаз, то они наиболее подходящи для ускорения, ибо в этом случае существует большая вертикальная электрическая фокусировка и больший радиус поворота фазы, что облегчает доведение их до конечного радиуса.

Принятое для расчета предположение об однородности электрического поля кажется нам оправданным, так как выполненный расчет траекторий движения ионов по данному методу для обычной щелевой оптики и без поворота источника (рис. 11) показал на хорошем совпадении с расчетом аналогичных траекторий<sup>14/</sup>, в котором принималось во внимание реальное распределение электрического поля, снятого на электролитической ванне.

### З а к л ю ч е н и е

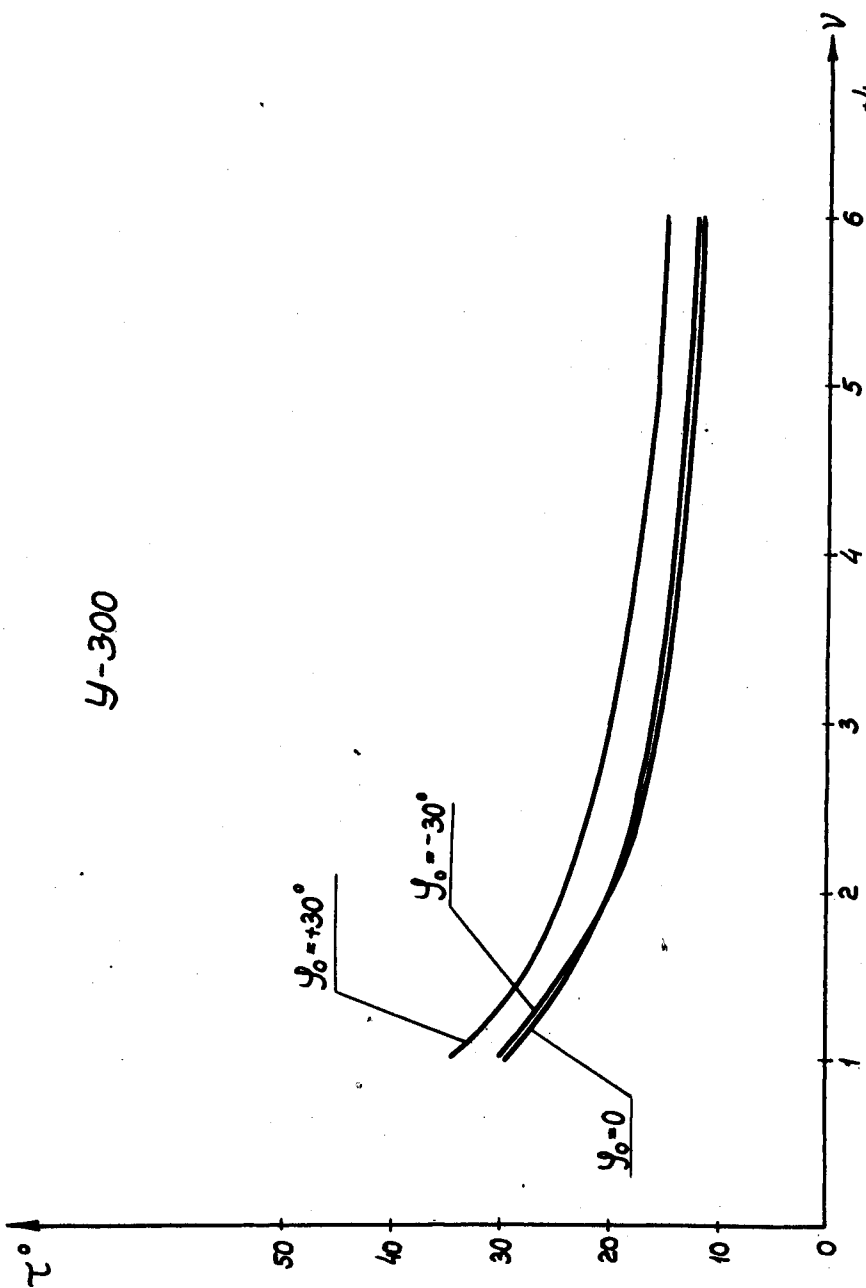
Исследование влияния азимутального поворота источника на движение ионов в центральной области циклотронов У-300 и У-150 показало, что путем увеличения длины пути первого полуоборота на  $20^\circ$  уменьшается разброс центров орбит, а следовательно, разброс по энергии, что позволяет осуществить более эффективный вывод частиц из ускорителя. Определены положения ионного источника по отношению к магнитному центру ускорителя и геометрия электродов центральной области.

### Л и т е р а т у р а

1. A. H. Morton and W. I. B. Smith. Nucl. Instr. and Meth., 4, 36-43 (1959).
2. W. I. Smith. Nucl. Instr. and Meth., 9, N 1, 49 (1960).
3. H. A. Willax and A. A. Garren. Nucl. Instr. and Meth., 18, 19, 347-351 (1962).
4. Г. Индреаш, И.А. Шелаев. Преприят ОИЯИ, 2184, Дубна, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 августа 1966 г.

У-300



№ 22<sup>+4</sup>  
 $2V_0 = 300 \text{ kv}$   
 $\alpha = 20^\circ$

Рис. 1. Время пролета  $\tau$  как функция числа ускорений  $U$  для угла поворота источника  $\alpha = 20^\circ$  (У-300).

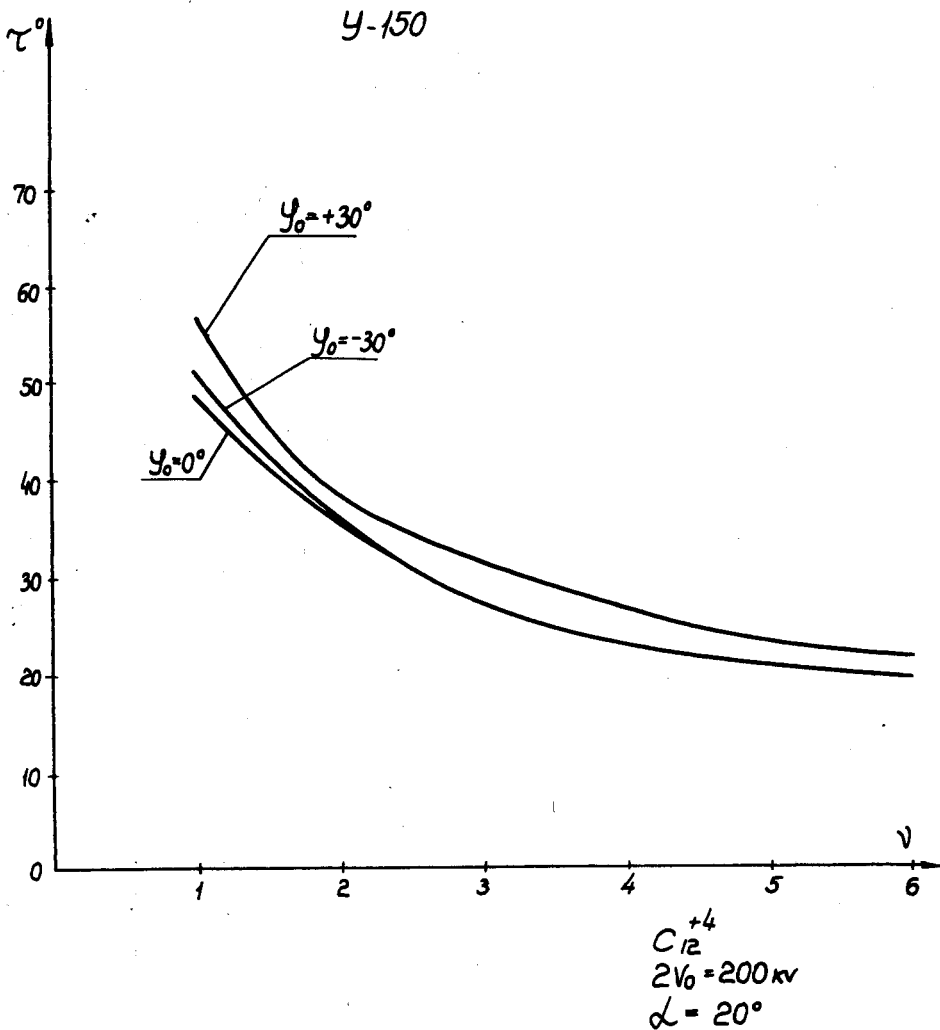
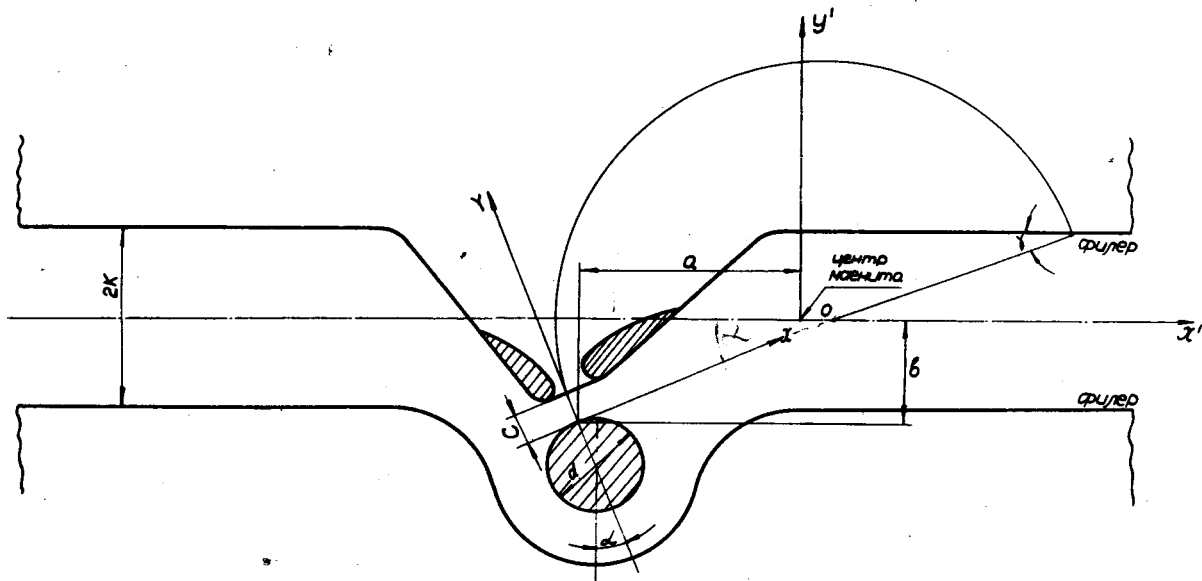


Рис. 2. Время пролета  $\tau$  как функция числа ускорений  $\nu$  для угла поворота источника  $\alpha = 20^\circ$  (У-150).





У-300

$2K = 54 \text{ мм}$
$C = 10 \text{ мм}$
$a = 28 \text{ мм}$
$\alpha = 35 \text{ мм}$
$b = 31 \text{ мм}$

У-150

$2K = 50 \text{ мм}$
$C = 6 \text{ мм}$
$a = 28 \text{ мм}$
$\alpha = 22 \text{ мм}$
$b = 15 \text{ мм}$

Рис. 3. Геометрия центральной области циклотрона (У-150 и У-300).

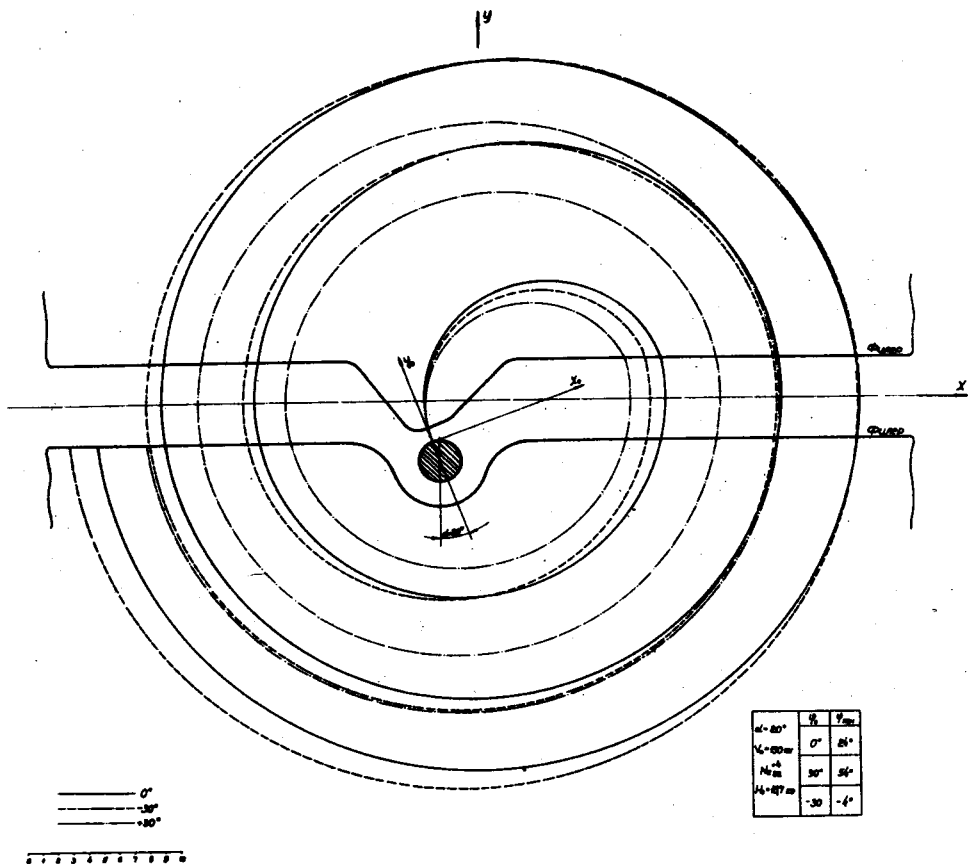


Рис. 4. Траектории движения ионов  $R(\phi)$  для угла поворота источника  $\alpha = 20^\circ$  (У-300).

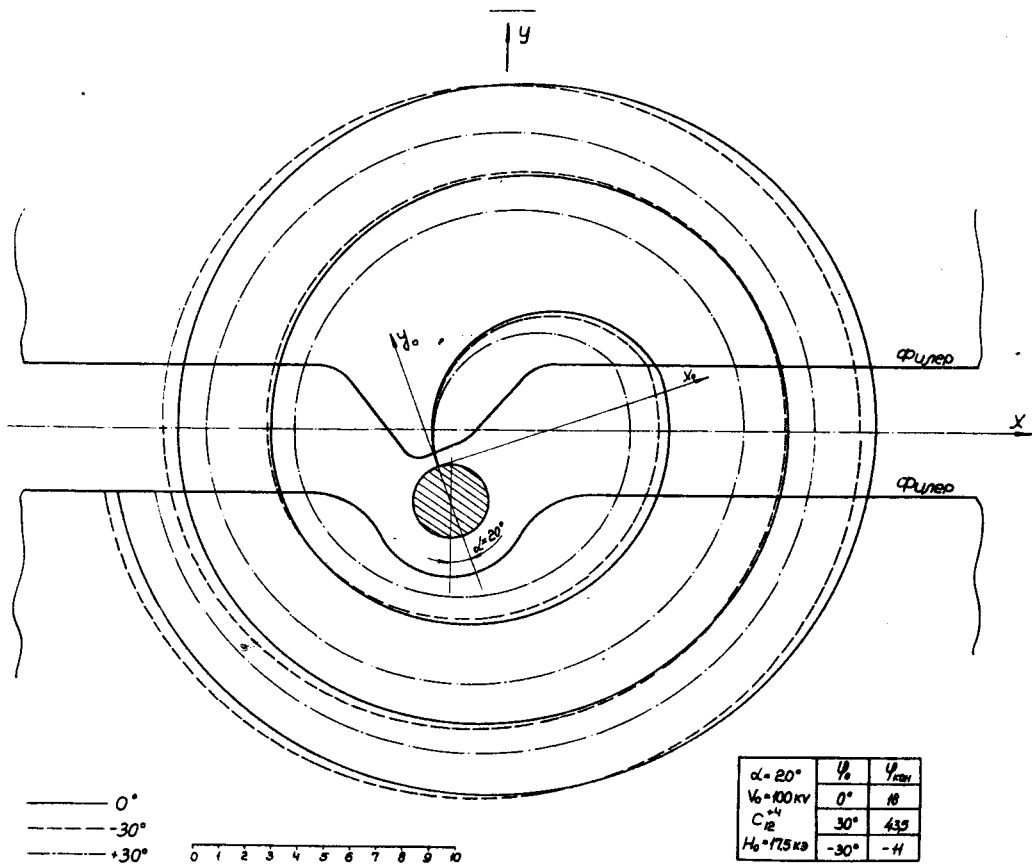
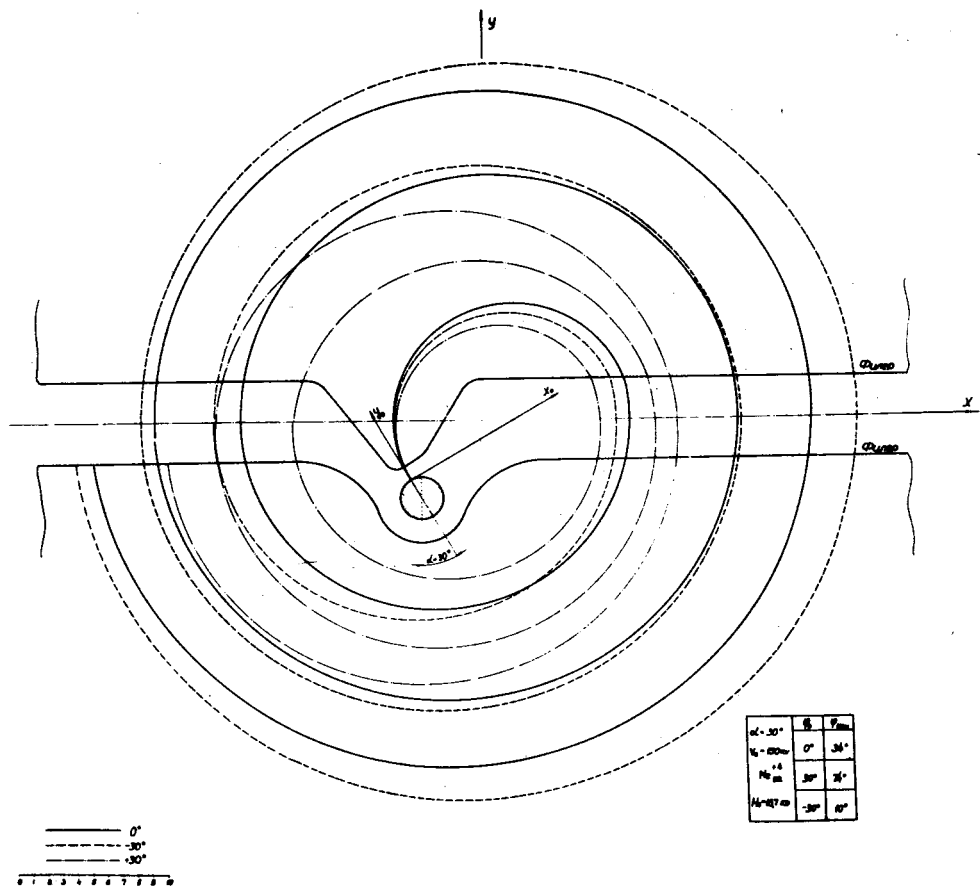


Рис. 5. Траектории движения ионов  $R(\phi)$  для угла поворота источника  $\alpha = 20^\circ$  (У-150).



$\alpha$	$R_m$	$\beta$	$\varphi_{max}$
$\alpha = 30^\circ$			
$R_m = 200$	$0^\circ$		$36^\circ$
$R_m = 400$	$30^\circ$		$31^\circ$
$R_m = 600$	$-30^\circ$		$10^\circ$

Рис. 6. Траектории движения носов  $R(\phi)$  для угла поворота источника  $\alpha = 30^\circ$  (Y-300).

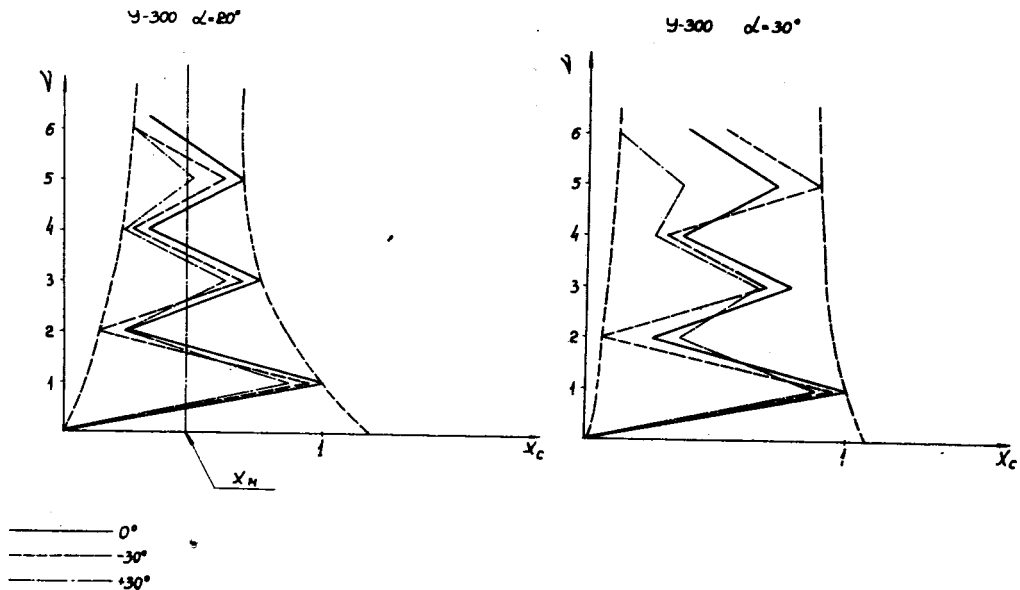


Рис. 7. Смещение координат мгновенных центров кривизны траекторий  $X_M$  как функция числа ускорений  $\nu$  для углов поворота источника  $\alpha = 20^\circ$ ,  $\alpha = 30^\circ$ . (У-300).

$\gamma = 150$      $\alpha = 20^\circ$

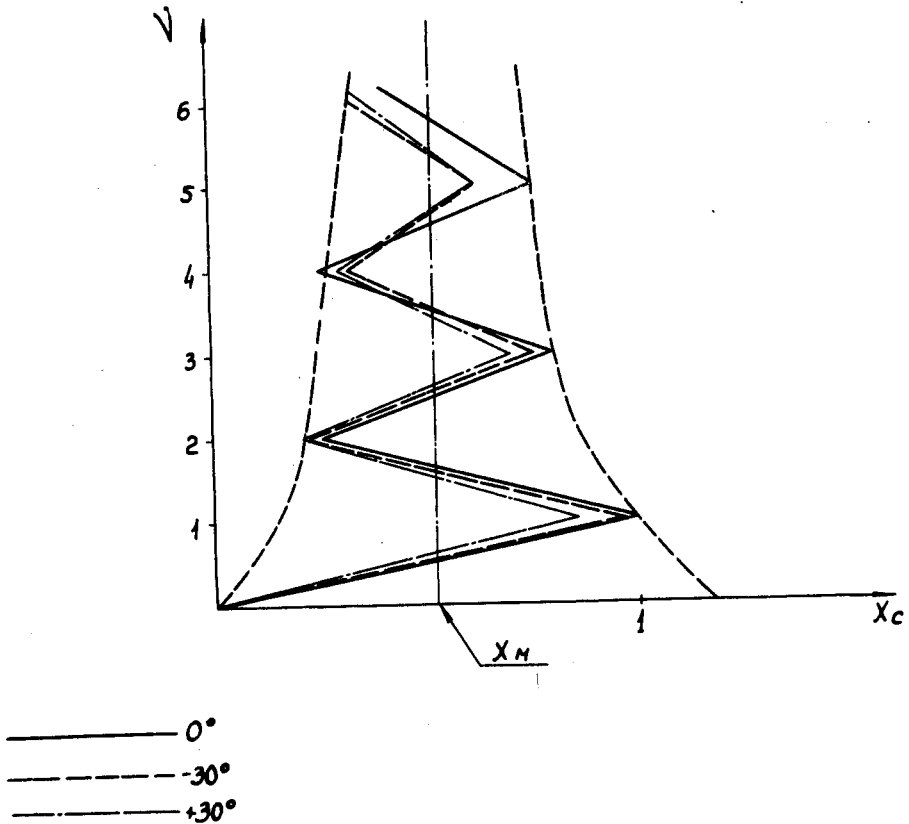


Рис. 8. Смещение координаты мгновенных центров кривизны траекторий  $X_c$  как функция числа ускорений  $v$  для угла поворота источника  $\alpha = 20^\circ$  ( $\gamma = 150$ ).

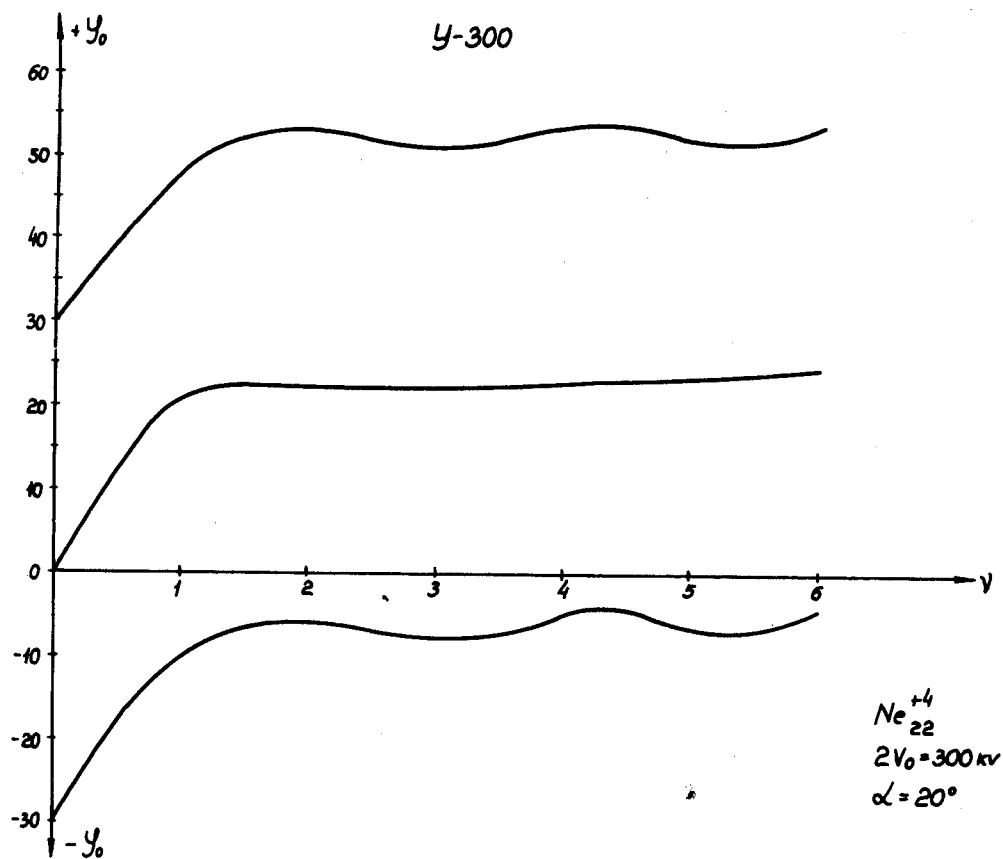


Рис. 8. Фаза иона  $\phi$  как функция числа ускорений  $\nu$  для угла поворота источника  $\alpha = 20^\circ$  (Y-300).

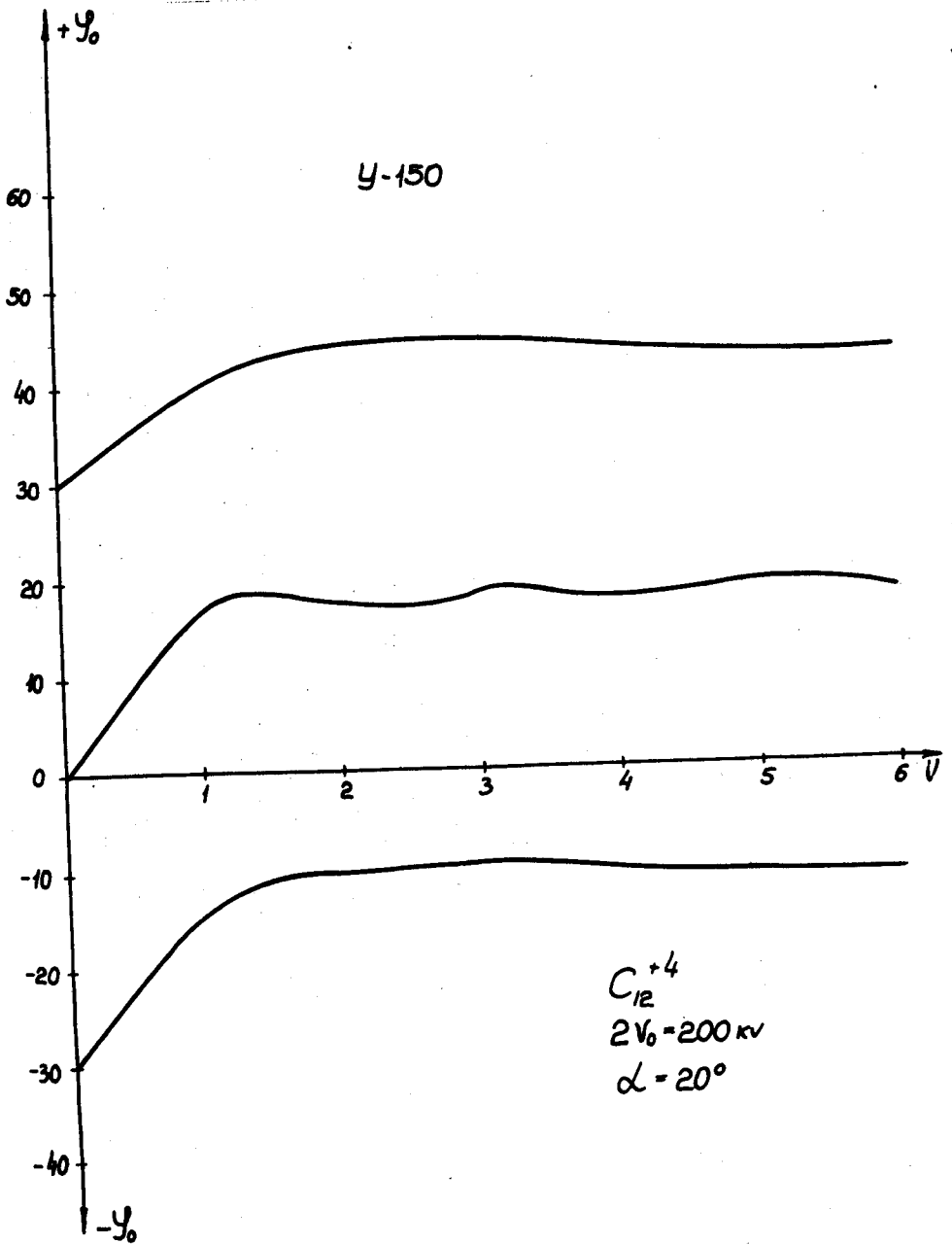


Рис. 10. Фаза нона  $\phi$  как функция числа ускорения  $\nu$  для угла поворота источника  $\alpha = 20^\circ$  (Y-150).



17°

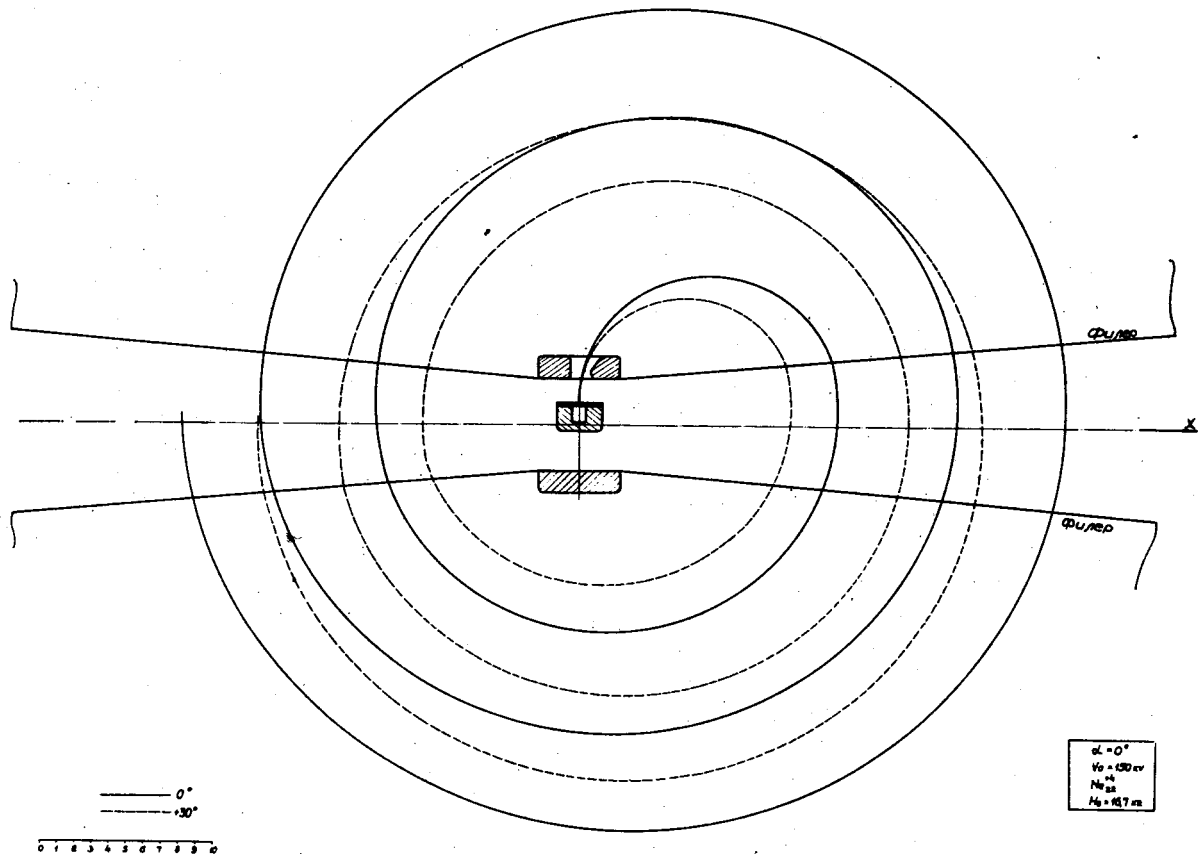


Рис. 11. Траектории движения нейтронов  $R(\phi)$  без поворота источника (У-300).