

5032

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9 - 5032



И.А. Шелаев, С.И. Козлов, В.М. Николаев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ  
В ЦЕНТРЕ  
ДВУХМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА  
ОИЯИ

1970

**P9 - 5032**

**И.А. Шелаев, С.И. Козлов, В.М. Николаев**

**ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ  
В ЦЕНТРЕ  
ДВУХМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА  
ОИЯИ**

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**



выбраны больше натуральных. Тем не менее, по оценке, средняя квадратичная ошибка равна  $\pm 1\%$ .

Отдельно моделировалось два участка.

Район вытягивающий электрод - источник моделировался в масштабе 5:1. Измерения проводились в декартовой системе координат  $(x, y, z)$  с шагом по  $x, y - 0,05$  см, на трех уровнях:  $z = 0$  (медианная плоскость), 0,3 и 0,6 см (в масштабе 1:1).

Область центра до радиуса 10 см моделировалась в масштабе 2:1. Распределение потенциала измерялось в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  с шагом по углу  $2^\circ$ , по радиусу 1 см (на тех же уровнях по  $z$ ). Карта потенциала для  $z = 0$  представлена на рис. 1.

Таким образом, были получены распределения потенциалов  $V(x, y, z)$ ,  $V(r, \theta, z)$  как функции координат, которые в дальнейшем использовались для вычисления движения ионов в центре. Расчет траекторий ионов проводился на вычислительной машине "БЭСМ-4" по программе, составленной на языке "Алгол-60".

В векторной форме уравнение движения частицы записывается в виде

$$(\text{Am} \vec{v})' = \frac{Ze}{c} [\vec{v} \times \vec{H}] - Ze V_0 \cos(-\frac{2\pi n}{\Lambda_\Gamma} ct + \phi_0) \times q \text{rad } V, \quad (1)$$

где  $\Lambda_\Gamma$  - длина волны генератора;  $A$  - масса,  $Z$  - заряд иона;  $c$  - скорость света;  $V_0$  - амплитуды напряжения на дуанте;  $n$  - номер гармоники ускоряющего напряжения;  $\phi_0$  - начальная фаза иона. Вектор  $\vec{H}$  вычислялся по результатам измерения магнитного поля в медианной плоскости /3/ или брался постоянным.

Уравнение (1) представлялось соответствующей системой уравнений как в декартовой, так и в цилиндрической системах координат. Интегрирование уравнений движения выполнялось методом Рунге-Кутты с постоянным шагом по  $ct$ .

Для того, чтобы оценить диапазон фаз ионов, захваченных в ускорение, предварительно рассчитывалось движение частиц между ионным источником и вытягивающим электродом. Расстояние источник-вытягиваю-

щий электрод ( $l$ ) бралось равным 5 мм, размеры вытягивающей щели -  $(4 \times 12)$  мм<sup>2</sup>. На рис. 2 представлены энергия ( $E$ ) и время пролета ионов ( $\tau_{\text{пр}}$ ) первого ускоряющего промежутка в зависимости от значения стартовых фаз.

Из этих расчетов следует, что основной диапазон фаз ( $\Delta\phi$ ) ионов, отличающихся по энергии не более чем на 10%, лежит в отрицательной области фаз. Величина  $\Delta\phi$  с изменением напряжения на дуанте меняется относительно мало - на  $(10 \pm 15)\%$ . Более сильно значение  $\Delta\phi$  зависит от номера гармоники  $n$ . Фаза, для которой прирост энергии максимален - "центральная" ( $\phi_{\text{ц}}$  - рис. 2), должна быть согласована с соответствующим моментом высокочастотного напряжения на последующем ускоряющем промежутке. Необходимо, чтобы выбранная группа ионов пересекала ось дуанта вблизи нуля напряжения, тогда дальнейшее ускорение будет оптимальным. Это достигается выбором строго определенного положения ионного источника и вытягивающего электрода относительно кромки дуанта согласно величинам  $\phi_{\text{ц}}$  и  $\tau_{\text{пр}}$ , полученным для данного сорта ионов. Полагая  $\dot{\theta} = \omega$ , это условие можно записать в следующем виде:

$$\tau_{\text{пр}} + a_\partial \times n / 2 + \Delta_x \times n = |\phi_{\text{ц}}| + (2k + 1/2)\pi + \pi/9. \quad (2)$$

Здесь  $k$  - целое;  $a_\partial$  - угловая протяженность дуанта;  $\Delta_x$  - угловое смещение вытягивающего электрода относительно кромки дуанта; величина  $\pi/9$  введена в правую часть соотношения (2) для улучшения электрической фокусировки на первых оборотах /4/.

Используя результаты предыдущих вычислений и формулу (2), получаем следующие значения  $\Delta_x$ , приведенные в таблице.

Таким образом, при работе на второй и четвертой гармониках высокочастотного напряжения геометрию вытягивающего электрода можно оставить неизменной. Однако с переходом к ускорению на нечетных гармониках необходимо менять положения вытягивающего электрода.

Следующим этапом расчетов являлось определение траекторий ионов с заданными начальными значениями координат, скоростей и фаз от об-

Таблица

n	Диапазон фаз	$\phi_{ц}^{\circ}$	$r$ пр [рад]	$\Delta_x^{\circ}$	k
1	+5 + -42	-18	0,47	78,5	0
2	-7 + -62	-34,5	0,91	23 <sup>o</sup>	0
3	-25 + -70	-47	1,78	-5 <sup>v</sup>	0
4	-53 + -87	-70	2,98	25 <sup>o</sup>	1

ласти ионный источник - вытягивающий электрод до радиуса 10 см. Параметрами начальной оптики являются следующие величины:  $\rho_0$  - радиус установки щели источника относительно магнитного центра ускорителя - и два угла,  $\gamma_0$  и  $\theta_0$ , ориентирующие область источник-вытягивающий электрод относительно осей координат X, Y (рис. 3).

Анализ движения ионов в центральной области двухметрового изохронного циклотрона проводился для ионов с  $A/Z = 3$ . Для частиц с другими отношениями  $A/Z$  оптимальный режим ускорения устанавливался выбором амплитуды дуантного напряжения  $V_d$  согласно соотношению

$$\frac{H_0^2}{V_d A/Z} = \text{const}, \quad (3)$$

где  $H_0$  - значение магнитного поля в центре машины. Соотношение (3) можно заменить условием постоянства радиуса первого оборота  $r_1$ :

$$r_1 = \frac{4,56}{H_0} \left[ \frac{A \Delta E_{об}}{Z} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

$\Delta E_{об}$  - набор энергии за оборот. При  $n = 2$  (У-200 в основном работает на второй гармонике)  $\Delta E_{об} = 2,83 \text{ ZeV}_d$ . Как следует из результатов работы  $\sqrt{5}$ , значение  $\rho_0$  должно составлять приблизительно 0,5 от  $r_1$ . Тогда при  $V_d = 75 \text{ кв}$ ,  $A/Z=3$ ,  $H_0 = 19,62 \text{ кэ}$ ,  $\rho_0 \approx 3 \text{ см}$ .

Величину  $\theta_0$  можно определить, пользуясь рассчитанным выше угловым расстоянием вытягивающий электрод - кромка дуанта:

$$\theta_0 = \pi/2 - (\alpha_d/2 + \Delta_x + \ell/\rho_0)^{\circ} \approx 34^{\circ}.$$

Значение  $\gamma_0$  в процессе вычислений широко варьировалось в целях лучшего центрирования пучка. Расчеты траекторий проводились для выбранного ранее диапазона начальных фаз как для случая реального распределения магнитного поля ( $H_{\text{реал}}$ ), так и для случая однородного распределения ( $H(r, \theta) = 19,62 \text{ кэ}$ ).

На рис. 4 приведены набор энергии, фазы ионов и радиуса орбиты в зависимости от номера оборота для  $H_{\text{реал}}$ . Траектории ионов в меридианной плоскости для случая реального распределения магнитного поля даны на рис. 3. Из этих расчетов следует, что область начальных фаз сужается на 30%. Последнее объясняется действием ортогональных сил электрического поля к орбитам ионов.

Положения мгновенного центра кривизны траекторий определялись из выражений

$$\begin{aligned} x_c &= \rho \cos \phi - \frac{(\rho^2 + \rho'^2)(\rho \cos \phi + \rho' \sin \phi)}{\rho^2 + 2\rho\rho'' - \rho\rho''}, \\ y_c &= \rho \sin \phi - \frac{(\rho^2 + \rho'^2)(\rho \sin \phi - \rho' \cos \phi)}{\rho^2 + 2\rho\rho'' - \rho\rho''}. \end{aligned} \quad (5)$$

Движение мгновенного центра кривизны для ионов с разными фазами и для случая гладкого поля показано на рис. 5. При этом легко определить асимптотический центр пучка. Движение центра кривизны траекторий ионов в случае реального распределения магнитного поля представляет собой более сложную картину, чем в случае гладкого (рис. 6), так как уже со второго оборота начинает сказываться влияние азимутальной вариации магнитного поля.

Поэтому здесь затруднено определение оптимальных параметров начальной оптики. Из расчетов найдено, что величина амплитуды радиальных колебаний  $A_r$  наиболее остро зависит от значения угла  $\gamma_0$ . На рис. 7 показаны графики  $r^2 = f(ct)$ , где  $ct$  - выражено в радианах, при разной величине  $\gamma_0$ .

Пусть значение радиуса от азимутального угла  $\theta$  выражается соотношением  $r = r_0 + A_r \cos \theta$ , тогда  $r^2 \approx r_0^2 + 2r_0 A_r \cos \theta$ .

Здесь  $r_0$  - радиус орбиты иона, зависящий от энергии. Пренебрегая ступенчатым набором энергии за оборот (рис. 4), можно считать, что функция  $r_0^2 = f(\theta)$  есть прямая линия. Тогда наблюдаемые колебания радиуса относительно этой прямой могут возбуждаться как вариацией магнитного поля по азимуту, так и смещением (прецессией) общего центра орбиты. Колебания второго вида легко отделить от колебаний первого, т.к. их период значительно больше. Таким образом, найдено, что при  $\gamma_0 = 122,5^\circ$  величина  $A_r$  не превышает 1 мм. Острая зависимость  $A_r$  от значения  $\gamma_0$  подтверждается предварительными экспериментами на У-200.

Установка ограничивающих щелей на первых оборотах позволит избежать захвата в ускорение ионов с нежелательными начальными фазами, а значит, уменьшить величину амплитуды радиальных колебаний.

На рис. 8 приводятся результаты расчетов вертикального движения ионов для однородного и реального распределений магнитного поля. Отсюда видно, что введение азимутальной вариации магнитного поля на малых радиусах создает достаточную вертикальную фокусировку. Таким образом, в результате выполненных расчетов были выбраны параметры начальной оптики двухметрового изохронного циклотрона, обеспечивающие хорошее качество пучка в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе; М.В. Макову (Румыния) за проведение измерений на модели центра и Г.М. Куликовой за помощь в выполнении графических работ.

#### Л и т е р а т у р а

1. H.G. Blosser. *IEEE Transaction on Nuclear Science*, V. NS-13, N4, p. 1 (1966).
2. И.А. Шелаев, С.И. Козлов, Р.Ц. Оганесян, Ю.Ц. Оганесян, В.А. Чугреев. *Препринт ОИЯИ, 9-3988, Дубна, 1968.*

3. И.А. Шелаев, С.И. Козлов, Р.Ц. Оганесян, С.Г. Фефилова. *Препринт ОИЯИ, Р9-4233, Дубна, 1968.*
4. W.I.B. Smith. *Nucl. Instr. and Meth.*, 9, 49 (1960).
5. M. Reiser. *Nucl. Instr. and Meth.*, 18, 19, 370 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 апреля 1970 года.

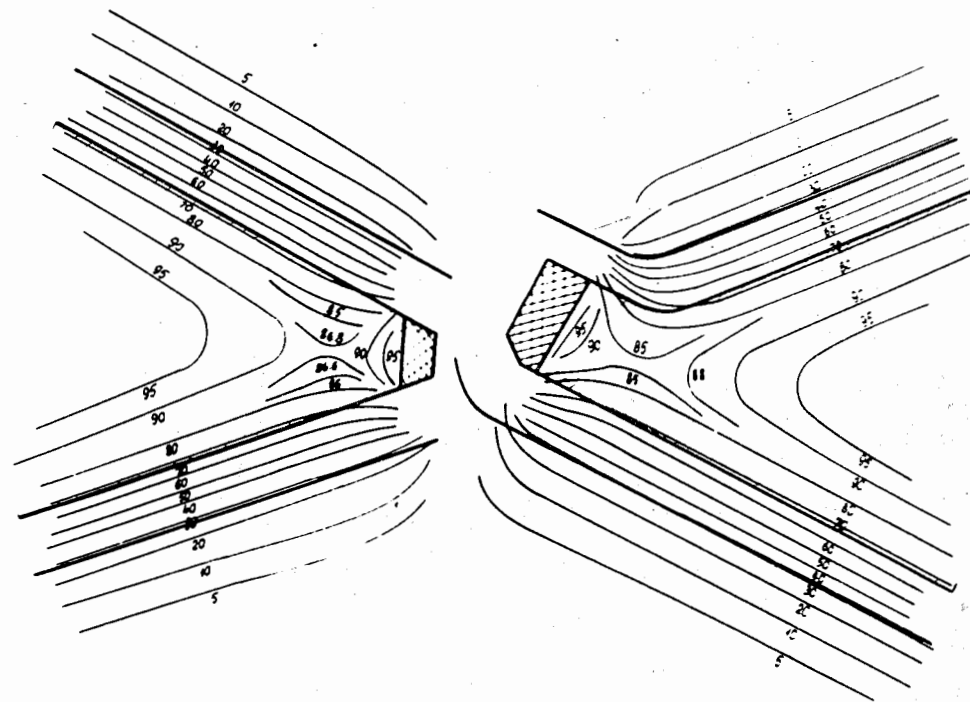


Рис. 1. Распределение потенциала в медианной плоскости. Значения потенциалов даны в процентах к амплитуде напряжения на дуэнтэ.

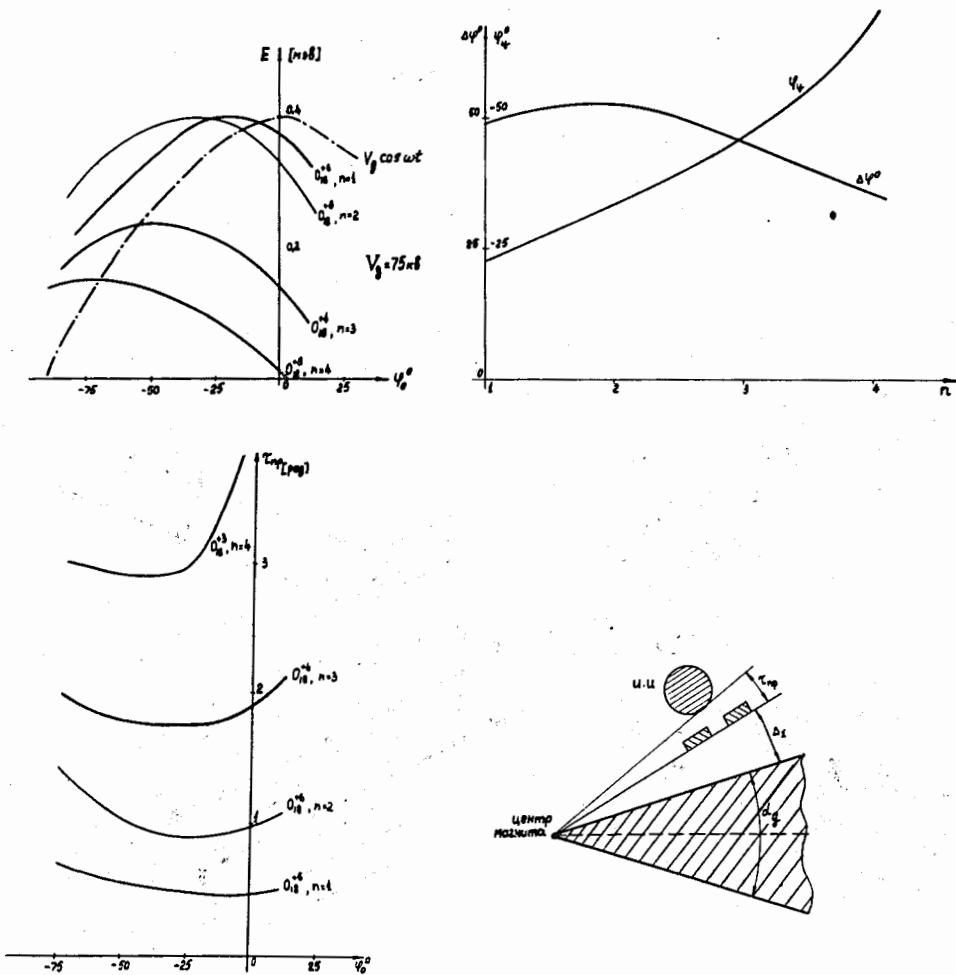


Рис.2. Энергия и время пролета ионом первого ускоряющего промежутка в зависимости от начальной фазы при различных гармониках.

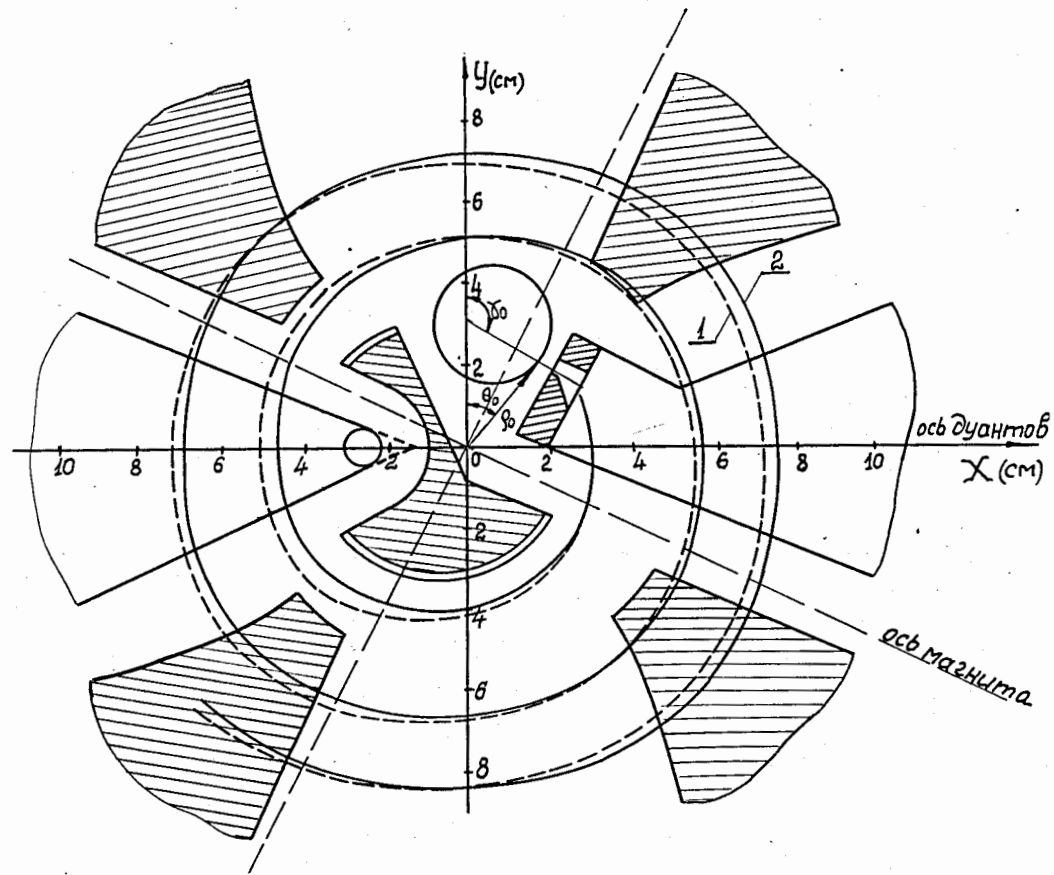


Рис.3. Траектории ионов в медианной плоскости ( $N_{\text{реал}}$ ):  $V_d = 65 \text{ кВ}$ ,  
 $1 - \phi_0^0 = -20^\circ$ ,  $2 - \phi_0^0 = 50^\circ$ ,  $\theta = 34^\circ$ ,  $\gamma = 119^\circ$ .

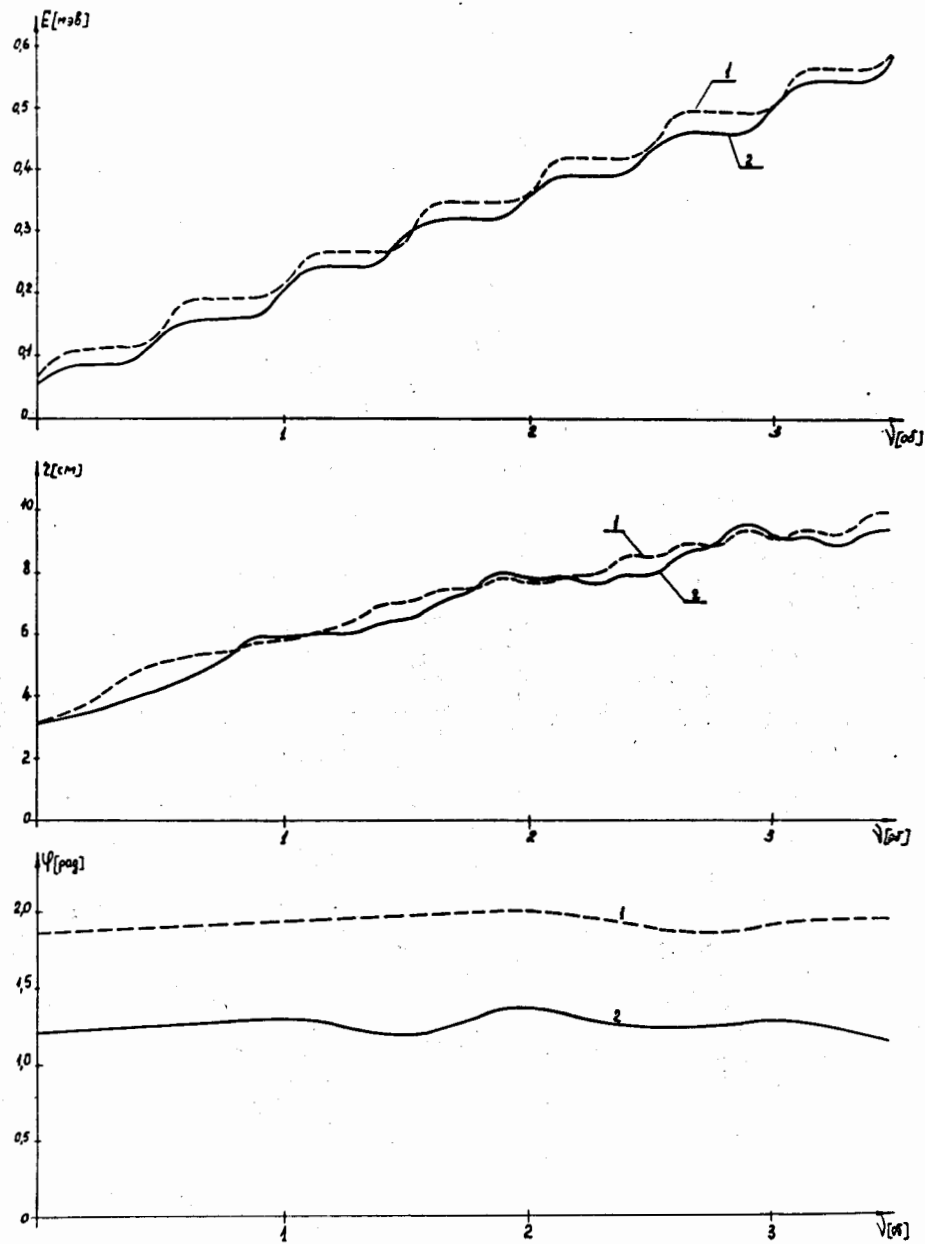


Рис.4. Набор энергии, фаза и радиус орбиты в зависимости от номера оборота ( $N_{реал}$ ):  $V_0 = 65$  кв,  $\gamma_0 = 119^\circ$ ,  $\theta_0 = 34^\circ$ , 1 -  $\phi_0 = -20^\circ$ , 2 -  $\phi_0 = -75^\circ$ .

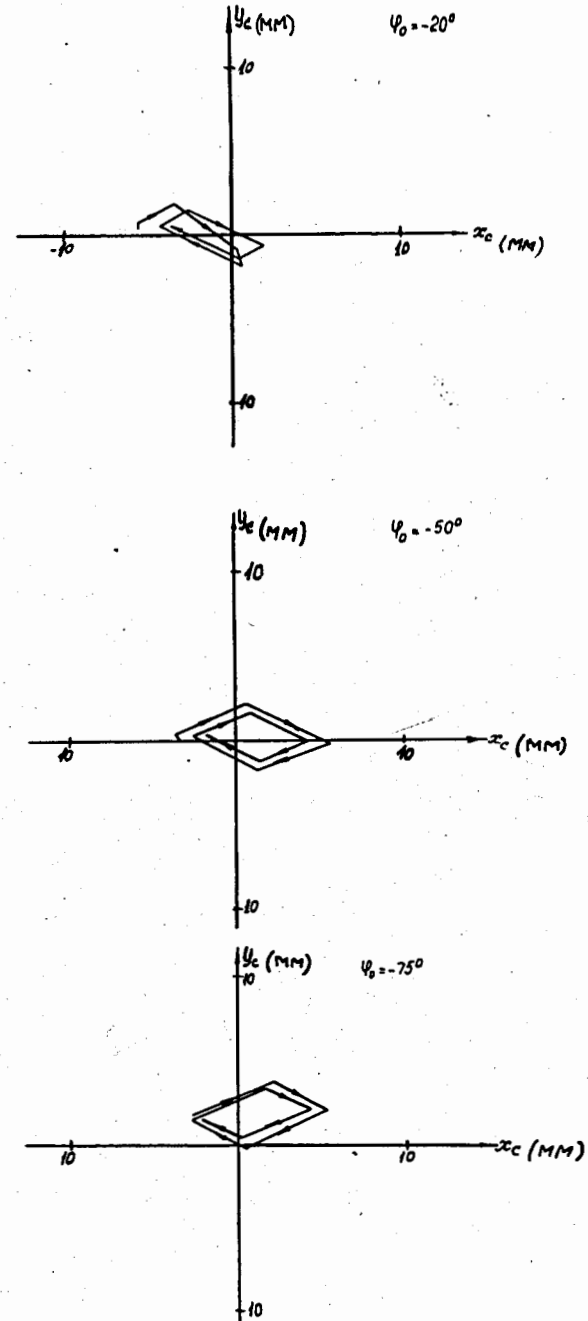


Рис.5. Движение мгновенного центра кривизны траекторий:  $V_0 = 65$  кв,  $\theta_0 = 34^\circ$ ,  $\gamma_0 = 119^\circ$ .



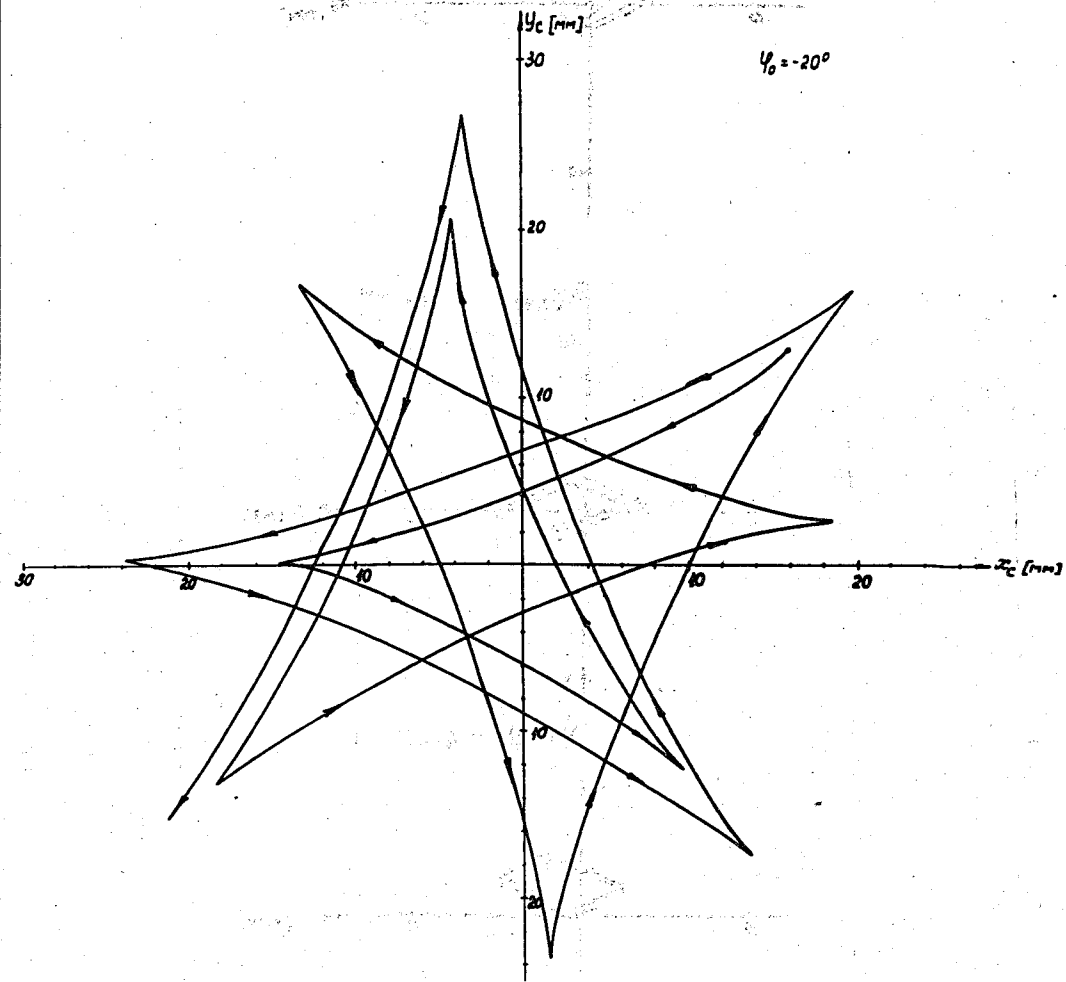


Рис.6. Движение мгновенного центра кривизны траектории иона (Н реал):  
 $V_0 = 65$  кв,  $\theta_0 = 34^\circ$ ,  $\gamma_0 = 119^\circ$ .

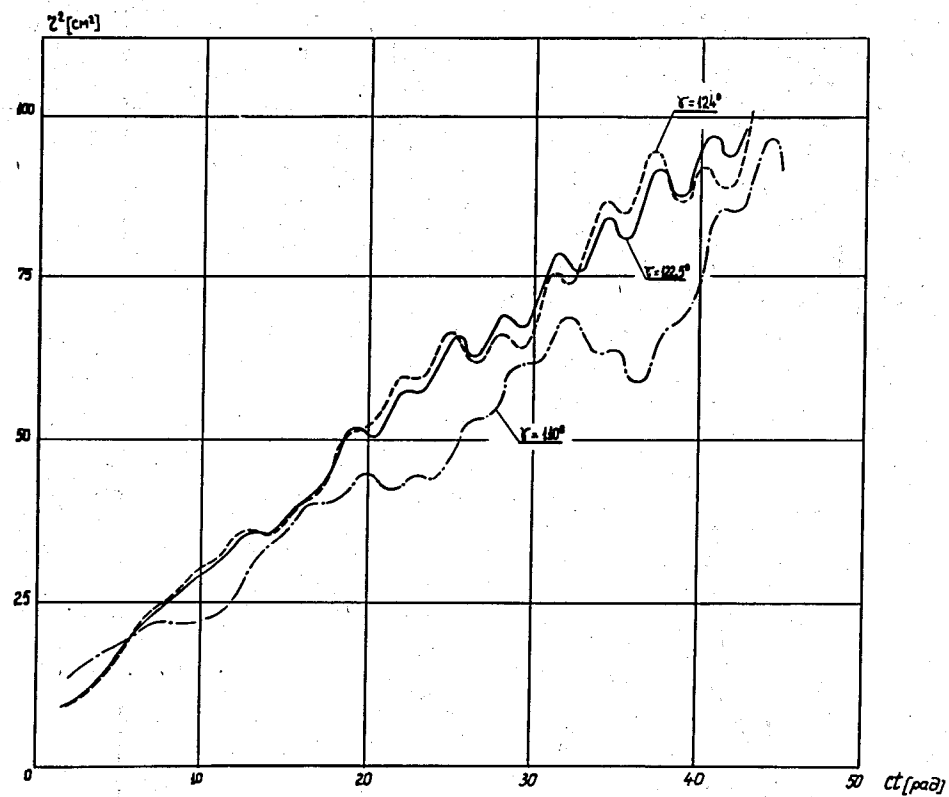


Рис.7. Зависимости  $r^2 = f(ct)$  при различных значениях  $\gamma_0$ .

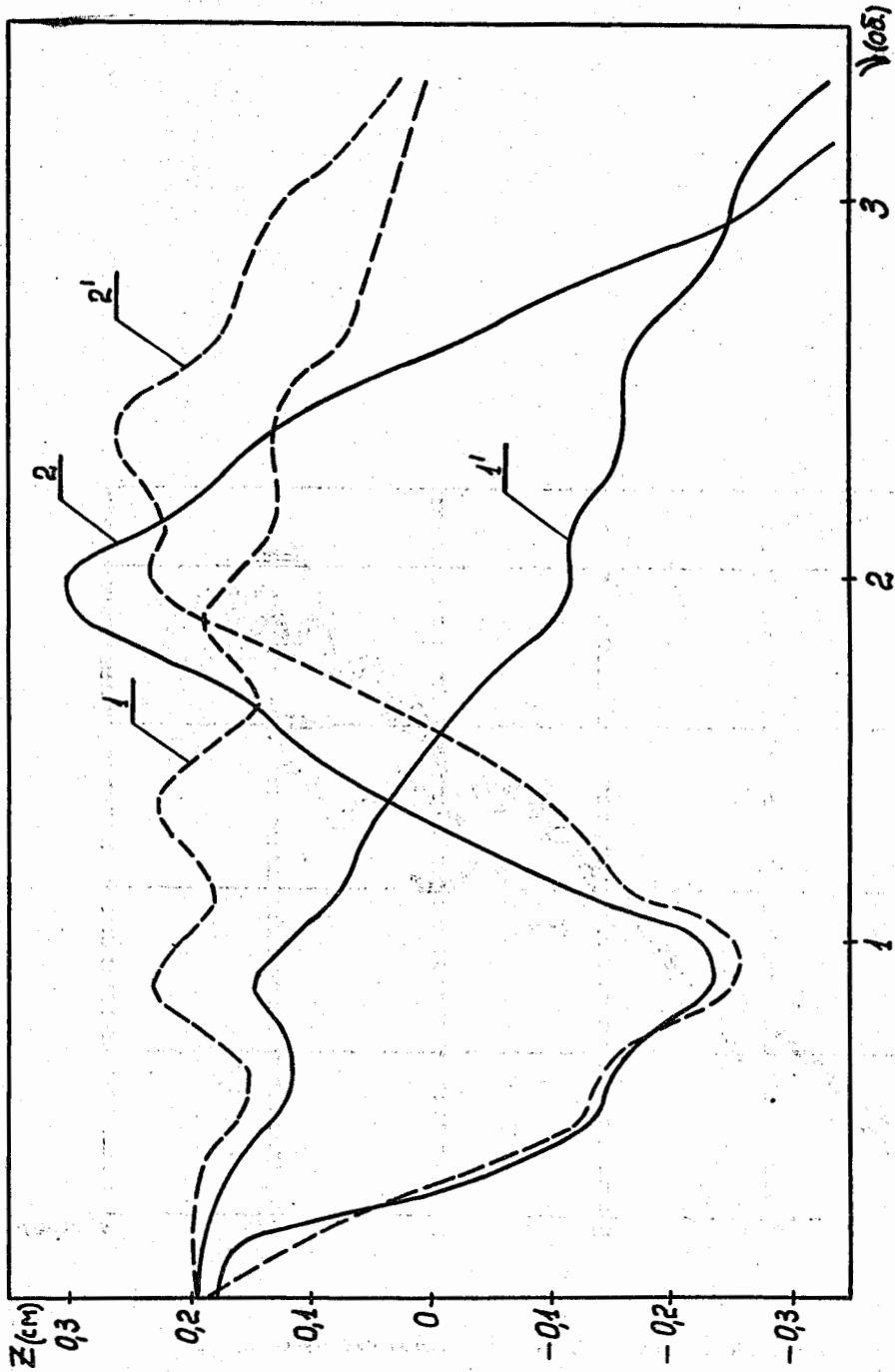


Рис.8. Вертикальное движение ионов:  $N_{\text{реал}}$  — пунктирные кривые,  $N_{\text{свобод}}$  — сплошные;  $1, 1'$  —  $\phi_0 = -75^\circ$ ;  $2, 2'$  —  $\phi_0 = -20^\circ$ ;  $z_0 = 0,2$  см;  $\gamma_0 = 1,19$ ;  $\theta_0 = 34^\circ$ ;  $V_D = 65$  кв.