

8253/1.

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9 5312



Ю.Д. Безногих

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
РЕАЛИЗАЦИИ ПРИНЦИПА
ПЕРЕМЕННО- ФАЗОВОЙ ФОКУСИРОВКИ
В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ИОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1970

P9 5312

Ю.Д. Безногих

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
РЕАЛИЗАЦИИ ПРИНЦИПА
ПЕРЕМЕННО- ФАЗОВОЙ ФОКУСИРОВКИ
В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ИОНОВ**

Известно, что в линейных ускорителях ионов, использующих принцип автофазировки, невозможно получить одновременно фазовую и радиальную устойчивость без применения специальных фокусирующих устройств, которые удерживают ускоряемые частицы вблизи оси линейного ускорителя. Это положение является следствием фундаментальной теоремы Ирришоу^{/1/}, которая утверждает, что в поле, для которого выполнено условие $\text{div} E = 0$, заряды не могут сохранять устойчивости одновременно как в продольном, так и в поперечном направлениях.

В линейных ускорителях ионов в качестве специальных фокусирующих устройств используются сетки, соленоиды, квадрупольные электростатические и магнитные линзы с поперечным полем.

В 1952 году М.Л. Гудом^{/2/} и независимо в 1953 году Я.Б. Файнбергом^{/3,4/} для ускорения заряженных частиц в линейных ускорителях был предложен принцип переменнo-фазовой фокусировки, являющийся дальнейшим развитием общего принципа знакопеременной фокусировки.

Согласно принципу переменнo-фазовой фокусировки, для получения устойчивого движения как в осевом, так и в поперечном направлениях без применения дополнительных фокусирующих средств необходимо периодически, по длине линейного ускорителя, менять синхронную фазу так, чтобы ускоряемая частица попеременно находилась в области фазовой фокусировки и радиальной дефокусировки (растущая во времени часть синусоиды ускоряющего высокочастотного поля) и, наоборот, в области фазовой дефокусировки и радиальной фокусировки (падающая во времени часть синусоиды ускоряющего поля). При выполнении определенных условий в этом случае может быть достигнута одновременно как радиальная, так и фазовая устойчивость.

Рассматривая в качестве функции, модулирующей синхронную фазу ϕ_s -синусоидальную функцию с переменным периодом, зависящим от скорости частицы, β_s , автор работы^{/3,4/} установил, что размеры по фазам области одновременной устойчивости при данном способе осуществления переменнo-фазовой фокусировки малы, а это затрудняет практическое осуществление принципа переменнo-фазовой фокусировки в ЛУ ионов.

Поскольку математически вопрос о радиальной и фазовой устойчивости в случае переменнo-фазовой фокусировки сводится к существованию области устойчивых решений двух дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами

$$\ddot{\phi} + f(t)\phi = 0 \quad (1)$$

$$\ddot{r} - \frac{1}{2} f(t)r = 0, \quad (2)$$

где $f(t)$ - в общем случае произвольная периодическая функция, то можно рассмотреть в качестве ее - ступенчатую функцию. Эта задача рассматривалась в работе А.Д. Власова^{/5/}. В качестве функции, модулирующей синхронную фазу по периодам ускорения, автором этой работы была рассмотрена простейшая ступенчатая функция вида $\phi_s = \pm \phi_1$. При этом он не решает задачу о ширине области фазового захвата при данном способе модуляции синхронной фазы, а ставит вопрос о влиянии фазовых колебаний на радиальную устойчивость ускоряемой частицы.

Исходя из общих принципов рассмотрения знакопеременной фокусировки в линейных ускорителях ионов, автор приходит к выводу, что уже малые фазовые колебания ускоряемых частиц, отклоняющие радиальные фокусирующие и дефокусирующие силы от соответствующих сил для синхронной частицы, приводят к радиальной неустойчивости ускоряемой частицы. Синхронная частица, на которую, вследствие отсутствия фазовых колебаний, действуют равные фокусирующие и дефокусирующие силы, является радиально-устойчивой, хотя изменение фазы поперечных колебаний на периоде радиальной фокусировки, как показывает простой расчёт, получается в этом случае малым (порядка 10° при $\beta_s = 0,035$).

Численный расчёт фазового движения показывает, что при данном способе модуляции синхронной фазы угол захвата получается порядка 10-15° (при $\phi_s = \pm 35^\circ$).

Таким образом, способ модуляции синхронной фазы, предложенный в работах /3,4/ и работе /5/, не позволяет достаточно эффективно реализовать на практике принцип переменнo-фазовой фокусировки в линейных ускорителях ионов.

В 1966 г. В.В. Кушин /6/ предложил в ускоряющей структуре со ступенчатой модуляцией синхронной фазы менять не только знак, но и абсолютную величину равновесной фазы, т.е. в закон скачкообразного изменения равновесной фазы вводить постоянную составляющую. Анализ показывает, что в этом случае существенно увеличивается размах устойчивых фазовых колебаний.

В данной работе также рассмотрено видоизменение способа ступенчатой модуляции синхронной фазы при переменнo-фазовой фокусировке, которое заключается в том, что в ускоряющую структуру со ступенчатым изменением синхронной фазы ($\phi_s = \phi_1$) /5/ попарно вводятся так называемые "нулевые периоды ускорения", в которых синхронная фаза равна соответственно $\phi_s = \pm \frac{\pi}{2}$ /7/.

Грубо говоря, в рассматриваемой ускоряющей структуре те периоды, в которых $\phi_s \neq \pm \frac{\pi}{2}$, выполняют функцию ускоряющих периодов, а парные периоды, в которых $\phi_s = \pm \frac{\pi}{2}$, выполняют функцию создания для ускоряемых частиц необходимой радиальной и фазовой устойчивости.

Такое разделение функций периодов ускорения позволяет: а) расширить фазовый угол захвата до 60°, а в некоторых вариантах до 90° и более; б) создать необходимую радиальную устойчивость для всех захваченных в процесс ускорения частиц.

Фазовая и радиальная устойчивость в структуре с нулевыми периодами ускорения

На рис. 2 схематически показан один из возможных вариантов структуры с нулевыми периодами ускорения.

Цифрами 1,2,3,4,5 отмечены синхронные фазы по периодам ускорения в зависимости от времени (диаграмма $\bar{\epsilon}, \omega t$ рис. 2а), и положение синхронной частицы в электрических центрах ускоряющих промежутков (2б).

k_1, k_2, k_3, k_4 - длины периодов ускорения в относительных единицах, τ - период радиальной фокусировки.

В парных периодах синхронная частица не получает прироста энергии (нулевой прирост энергии для синхронной частицы), но частица, отклоненная от оси, получает максимальный фокусирующий (или дефокусирующий) радиальный импульс.

Таким образом, введение в ускоряющую структуру нулевых ускоряющих периодов существенно увеличивает "жесткость" радиальных колебаний ускоряемых частиц.

Матрица периода радиальной фокусировки структуры рис. 2 будет иметь вид

$$M_{\tau} = \begin{vmatrix} 1 & k_1 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -k_1 \Delta_{\phi 1} & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & k_2 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -k_2 \Delta_{D2} & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & k_3 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -k_3 \Delta_{\phi 3} & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & k_4 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -k_4 \Delta_{D4} & 1 \end{vmatrix} \quad (3)$$

Поскольку $k_2 = k_4 = k$ и, полагая, что

$$|\Delta_{\phi 1}| = |\Delta_{D4}| = \Delta_1, \quad \text{а} \quad |\Delta_{\phi 3}| = |\Delta_{D2}| = \Delta_2,$$

то из матрицы периода (3) получаем изменение фазы радиальных колебаний на периоде τ :

$$\begin{aligned}
\cos \mu_s = \frac{1}{2} \text{Sp } M_r = \frac{1}{2} [& 2 + (2k + k k_8 - k_1^2 - k_1 k_3 - k k_1) \Delta_1 + \\
& + (2k^2 + k k_1 - k k_8 - k_1 k_3 - k_3^2) \Delta_2 + (k_1^2 k_3^2 + k k_1^2 k_8 - k^2 k_1^2 + \\
& + k_4 - k^2 k_3^2 + k k_1 k_8^2) \Delta_1 \Delta_2 + (-k_1^2 k_8 k - 2k^2 k_1^2) \Delta_1^2 + \\
& + (-k k_1 k_3^2 - 2k^2 k_3^2) \Delta_2^2 + (k^2 k_1^2 k_8^2 - k^4 k_8^2) \Delta_1 \Delta_2^2 + \\
& + (k^2 k_1^2 k_3^2 - k^4 k_1^2) \Delta_1^2 \Delta_2 + k^4 k_1^2 k_8^2 \Delta_1^2 \Delta_2^2],
\end{aligned} \tag{4}$$

где

$$\Delta_D = \frac{\pi e \xi_0 T \lambda}{m \beta_s c^2} \sin(-\phi_1) \tag{5}$$

- величина, характеризующая радиально дефокусирующую силу, которая принята сосредоточенной в электрическом центре ускоряющего зазора;

$$\Delta_\phi = \frac{\pi e \xi_0 T \lambda}{m \beta_s c^2} \sin(\phi_1) \tag{5'}$$

- соответственно величина, характеризующая радиально фокусирующую силу в зазоре.

Оценим радиальную устойчивость синхронной частицы для конкретных случаев:

$$1) \beta_s = 0,0145 \text{ (} W = 0,1 \text{ МэВ)}; \phi_{1,s} = -35^\circ, \phi_{2,s} = +90^\circ$$

$$\phi_{3,s} = -90^\circ, \phi_{4,s} = +35^\circ$$

$$\xi_0 = 18 \quad ; \quad \lambda = 200 \quad ; \quad T = 0,6$$

$$k = 1,35, \quad k_1 = 1,8, \quad k_3 = 1,5$$

при выбранных данных

$$\Delta_1 = 0,285$$

$$\Delta_2 = 0,495$$

тогда $\cos \mu_s = -0,64$

$$2) \beta_s = 0,0348 \quad (W = 0,57 \text{ Мэв}).$$

$$\Delta_1 = 0,12, \quad \Delta_2 = 0,207$$

$$\cos \mu_s = 0,5,$$

т.е. в первом случае (при $\beta_s = 0,0145$) изменение фазы радиальных колебаний на периоде фокусировки равно 190° , во втором - (при $\beta_s = 0,0348$) соответственно 60° .

Таким образом, как в первом, так и во втором случае частица радиально устойчива. Причем "жесткость" радиальных колебаний увеличивается при меньших значениях β_s .

В табл. 1 приведены основные данные рассчитанной по схеме рис. 2. структуры с нулевыми периодами ускорения. Начальная энергия 100 кэв, амплитудное значение ускоряющего высокочастотного поля $E_0 = 18$ кв/см, длина волны ускоряющего в.ч. поля $\lambda = 200$ см.

Схема расчета ускоряющей структуры аналогична принятой в работе^{/8/}.

На рис. 3 показаны фазовые траектории ускоряемых протонов для рассчитанной структуры (табл. 1).

Фазовый захват в режиме ускорения для структуры (табл. 1) равен примерно 55° .

На рис. 4 показана зависимость разброса по импульсам пучка, инжектируемого на вход структуры, от входных фаз ("сепаратриса", кривая 1).

Эта зависимость рассчитывалась с шагом, равным 0,25% от P_0 (P_0 - начальный импульс синхронной частоты).

Расчет фазового движения производился с помощью разностного уравнения вида^{/8/}:

$$(1 + \frac{3}{2} \beta_{n,s}^2) \beta_{n,s} \cdot \beta_n' - (1 + \frac{3}{2} \beta_{n-1,s}^2) \beta_{n-1,s} \cdot \beta_{n-1}' =$$

$$= \frac{e \mathcal{E}_0 T_n L_n}{E_0} \left[(1 + J \frac{\beta_{n-1}'}{\beta_{n-1}}) \cos \phi_n - \cos \phi_{s,n} \right], \quad (6)$$

где $\beta_{n,s}$ - относительная скорость синхронной частицы на n -м периоде; $\beta_n' = \beta_n - \beta_{n,s}$ - разность скоростей несинхронной и синхронной частиц на n -м периоде ускорения; \mathcal{E}_0 - амплитудное значение напряженности ускоряющего в.ч. поля; T_n - фактор времени пролета на n -м периоде; L_n - длина n -го периода; $E_0 = mc^2$; J_n - коэффициент, сложным образом связанный с фактором пролетного времени. Для простейшего случая "прямоугольной волны", т.е. однородного поля в зазоре $J_n = 1 - \pi a_n \operatorname{ctg} \pi a_n$; a_n - коэффициент зазора.

Для расчёта фазового движения необходимо к (6) добавить уравнения, описывающие изменение фазы ускоряющего поля при переходе от электрического центра $n-1$ -го периода к электрическому центру n -го периода.

Поскольку ускоряющая структура (табл. 1) носит периодический характер и содержит 4 разных периода ускорения на периоде структуры τ (рис. 2), необходимо к уравнению (6) записать 4 дополнительных уравнения.

1. При переходе из 1-го периода ускорения во второй

$$\phi_2 - [(|\phi_{1,s}| + |\phi_{2,s}|) + \phi_1] = -[2\pi + (|\phi_{1,s}| + |\phi_{2,s}|)] \frac{\beta_1'}{\beta_{1,s}} \quad (6')$$

2. При переходе из 2-го периода в третий

$$\phi_3 + [(|\phi_{2,s}| + |\phi_{3,s}|) - \phi_2] = -[4\pi - (|\phi_{2,s}| + |\phi_{3,s}|)] \frac{\beta_2'}{\beta_{2,s}} \quad (6'')$$

3. При переходе из 3-го периода в четвёртый

$$\phi_4 - [(|\phi_{3,s}| + |\phi_{4,s}|) + \phi_3] = -[2\pi + (|\phi_{3,s}| + |\phi_{4,s}|)] \frac{\beta_3'}{\beta_{3,s}} \quad (6''')$$

4. При переходе из 4-го периода в пятый

$$\phi_5 + [(|\phi_{4,s}| + |\phi_{5,s}|) - \phi_4] = -[4\pi - (|\phi_{4,s}| + |\phi_{5,s}|)] \frac{\beta_4'}{\beta_{4,s}} \quad (6''')$$

и далее цикл повторяется для следующего периода структуры τ и т.д.

Если параметры равновесного движения известны (а их получаем при расчёте ускоряющей структуры), то, задав начальные условия в 1-ом периоде ускорения и последовательно применяя уравнения (6), $(\delta' - \delta''''')$, можно полностью рассчитать движение неравновесных частиц.

Такой расчёт фазового движения протонов для всех случаев, приводимых в данной работе, был произведен на ЭВМ типа CDC.

На рис. 5 показана зависимость разброса по импульсам ускоряемых частиц (при энергии 0,6 Мэв) от входных фаз. Параметром является амплитуда ускоряющего высокочастотного поля. Причём $\xi_0 = 18$ кв/см - значение амплитуды поля, для которого рассчитывались параметры равновесного движения (табл. 1).

Из кривых рис. 5 можно сделать следующие выводы:

1. Ускоряющая структура не является критичной (с точки зрения фазового захвата и фазового движения) к уровню ускоряющего поля.
2. С увеличением уровня ускоряющего поля вместе с расширением энергетического спектра ускоряемых частиц растёт угол захвата (рис.6).
3. С увеличением уровня ускоряющего поля увеличивается размер сепаратрисы (кривая 2, рис. 4).

Начальная часть ускоряющей структуры рис. 2 может быть осуществлена в виде совмещенного 2-зазорного группирователя ^{/9,10/}

$$(\phi_1 = -\frac{\pi}{2}, \phi_2 = +\frac{\pi}{2})$$

В табл. 2 приведены основные расчётные параметры равновесного движения для структуры с совмещенным 2-зазорным группирователем. Начальная энергия 100 кэв, $\xi_0 = 15$ кв/см.

На рис. 7 показаны фазовые траектории частиц, захваченных в режим ускорения, для структуры табл. 2. Фазовый захват для этой структуры порядка 85° (при $\xi_0 = 15$ кв/см).

Структура с совмещенным группирователем более критична к разбросу по импульсам на входе. Так, для структуры табл. 2 он равен примерно 0,5%.

На рис. 8-10 показаны радиальные траектории ускоряемых протонов для структуры с нулевыми периодами ускорения с совмещенным 2-зазорным группирователем (табл. 2).

Радиальные траектории для структуры с $\phi_{\text{входн.}} \neq \left| \frac{\pi}{2} \right|$ аналогичны изображенным на рис. 8-10.

На каждом графике рис. 8-10 начальные условия на входе системы (по входному углу и входной координате) взяты одинаковыми, но входные фазы различны. Это позволяет судить о влиянии фазового движения на радиальную устойчивость ускоряемых частиц.

По оси ординат на графиках рис. 8-10 отложены относительные единицы. Для получения радиальной координаты в абсолютных единицах необходимо радиальную координату в относительных единицах умножить на длину 1-го периода.

На основании кривых рис. 8-10 можно сделать вывод о том, что фазовое движение приводит к некоторой раскачке радиальных колебаний, но радиальные траектории в целом остаются устойчивыми.

Расчёт радиального движения производился матричным методом в предположении, что радиальные силы сосредоточены в электрических центрах ускоряющих промежутков (δ -функция).

При расчёте радиального движения учитывалось фазовое движение ускоряемых частиц, но расчёт фазового движения производился без учёта радиального, т.е. в предположении, что фактор пролетного времени на ускоряющем зазоре не зависит от радиуса апертуры. Это приближение является достаточно строгим, поэтому точный учёт зависимости $T_n = f(r_n)$ не должен существенным образом сказываться на фазовом движении ускоряемых частиц.

Выводы

1. Линейный ускоритель ионов с переменнo-фазовой фокусировкой с нулевыми периодами ускорения позволяет достаточно эффективно ускорять ионы в диапазоне энергий от 50-100 кэВ до 3-5 МэВ. При этом резонансное ускорение можно начинать с низких начальных энергий (50-100 кэВ), т.е. сразу после источника ионов, минуя ускоритель прямого действия.

2. Наиболее эффективно радиальная устойчивость осуществляется при низких энергиях, т.к. с ростом β значение Δ уменьшается и $\cos \mu$ возрастает, что приводит к росту амплитуды радиальных колебаний.

3. Захват по фазам в структуре без группирователя получается равным $50^\circ-60^\circ$ (при $\phi_{1,s} = -35^\circ$), а в структуре с совмещенным группирователем порядка $80^\circ-90^\circ$ (при $\xi = \xi_0$).

В структуре с совмещенным группирователем требуется выдержать более жесткий допуск на моноэнергетичность пучка, инжектируемого на входе системы.

4. Обе структуры (без группирователя и с группирователем) мало критичны к уровню ускоряющего в.ч. поля. Более того, с ростом уровня в.ч. поля происходит расширение области захвата по углам.

5. Рассматриваемая структура линейного ускорителя с переменнo-фазовой фокусировкой с нулевыми периодами ускорения может оказаться полезной при

а) конструировании линейных ускорителей протонов с квадрупольной фокусировкой, у которых 1-я секция от энергии 50-100 кэВ до 2-3 МэВ выполнена как структура с переменнo-фазовой фокусировкой с нулевыми периодами ускорения (без ускорителя прямого действия);

б) конструировании начальной части линейных ускорителей многозарядных (тяжелых) ионов.

Существующие сильноточные ускорители прямого действия, служащие в качестве инжекторов в линейный ускоритель ионов, имеют максимальную энергию порядка 700 кэВ. При ускорении тяжелых ионов (например, дейтронов, α -частиц) этой энергии оказывается недостаточно, чтобы выполнить 1-ю секцию линейного ускорителя с квадрупольной фокусировкой. Поэтому первая секция проектируется как структура Альвареса с сеточной фокусировкой, что приводит к большой потере пучка в начальной части ускорителя. При выполнении начальной секции ускорителя по структуре с переменнo-фазовой фокусировкой с нулевыми периодами ускорения можно получить существенный выигрыш по интенсивности.

При этом, естественно, с введением в ускоряющую структуру нулевых периодов ускорения снижается эффективность ускорения на единицу

длины ускорителя, но, поскольку начальная секция выполняется на небольшую энергию, это приводит к несущественному увеличению общей длины ускорителя.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Л.П. Зиновьеву за внимание к работе, А.Б. Кузнецову за полезные дискуссии и обсуждения, Б.В. Соболеву и Л.С. Русаковой за помощь в проведении расчётных работ.

Л и т е р а т у р а

1. И.Е. Тамм. Основы теории электричества, 1957 г.
2. M.L. Good. Bull. Amer. Phys. Soc., 27, No.6, 16 (1952).
3. J.B. Faynberg. In CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneve, 1956, p.91.
4. Я.Б. Файнберг. ЖТФ, 29, 5, 368 (1959).
5. А.Д. Власов. Теория линейных ускорителей. Атомиздат, 1965 г.
6. О.А. Вальднер и др. Линейные ускорители. Атомиздат, 1969 г.
7. Ю.Д. Безногих. Способ ускорения ионов в линейных ускорителях с переменнo-фазовой фокусировкой. Заявка №1364293/26-25 от 29 сентября 1969 года.
8. Л.П. Зиновьев и др. Физические обоснования протонного линейного ускорителя - инжектора синхрофазотрона. Препринт ОИЯИ 519.
9. Ю.Д. Безногих. Линейный ускоритель ионов с предварительной группировкой по фазам частиц, поступающих из форинжектора. Заявка №1390644/26-25.
10. Ю.Д. Безногих. О группировании заряженных частиц на входе линейного ускорителя ионов. Препринт ОИЯИ P2-5276, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа 1970 года.

Таблица I

№ периода	Фактор времени пролета	Относительная скор.	Длина периода L (см)	Длина периода в относ. едinh.	Синхронная фаза в градусах	Энергия, Мэв
n	T _n	β				
0		0,0145				0,1
1	0,4	0,016189	4,13	1,347	-35	0,123
2	0,4	0,016189	4,85	1,5	+90	0,123
3.	0,4	0,016189	4,36	1,347	-90	0,123
4	0,4	0,018453	6,25	1,806	+35	0,160
5	0,6	0,020986	5,31	1,347	-35	0,207
6	0,6	0,020986	6,29	1,5	+90	0,207
7	0,6	0,020986	5,65	1,347	-90	0,207
8	0,6	0,024381	8,19	1,806	+35	0,279
9	0,8	0,027757	7,02	1,347	-35	0,361
10	0,6	0,027757	8,32	1,5	+90	0,361
11	0,8	0,027757	7,48	1,347	-90	0,361
12	0,8	0,032282	10,84	1,806	+35	0,489
13	0,8	0,035656	9,15	1,347	-35	0,596
14	0,6	0,035656	10,69	1,5	+90	0,596
15	0,8	0,035656	9,60	1,347	-90	0,596
16	0,8	0,040177	13,69	1,806	+35	0,757
17	0,8	0,043548	11,28	1,347	-35	0,889
18	0,6	0,043548	13,06	1,5	+90	0,889
19	0,8	0,043548	11,73	1,347	-90	0,889
20	0,8	0,048065	16,54	1,806	+35	1,1
21	0,8	0,051432	13,40	1,347	-35	1,241
22	0,6	0,051432	15,43	1,5	+90	1,241
23	0,8	0,051432	13,86	1,347	-90	1,241
24	0,8	0,055944	19,38	1,806	+35	1,468
25	0,8	0,059308	15,52	1,347	-35	1,650
26	0,6	0,059308	17,79	1,5	+90	1,650
27	0,8	0,059308	15,98	1,347	-90	1,650
28	0,8	0,063813	22,23	1,806	+35	1,8
29	0,8	0,067172	17,64	1,347	-35	2,116
30	0,6	0,067172	20,15	1,5	+90	2,116
31	0,8	0,067172	18,09	1,347	-90	2,116
32	0,8	0,071671	25,06	1,806	+35	2,409
33	0,8	0,075025	19,76	1,347	-35	2,640
34	0,6	0,075025	22,50	1,5	+90	2,640
35	0,8	0,075025	20,21	1,347	-90	2,640
36	0,8	0,079517	27,90	1,806	+35	2,965
37	0,8	0,082864	21,87	1,347	-35	3,3
38	0,6	0,082864	24,85	1,5	+90	3,22

Таблица 2

№ периода	Фактор времени пролета T_n	Относительная скорость β	Длина периода L (см)	Длина периода в относ. ед.	Синхронная фаза в градусах	Энерг Мэв
0		0,0145				0,1
1	0,2	0,0145	4,35	1,5	-90	0,098
2	0,5	0,0145	4,35	1,5	+90	0,098
3	0,2	0,0145	3,91	1,347	-90	0,098
4	0,4	0,016387	5,58	1,806	+35	0,126
5	0,6	0,018498	4,70	1,347	-35	0,160
6	0,6	0,018498	5,55	1,5	+90	0,160
7	0,6	0,018498	4,98	1,347	-90	0,160
8	0,6	0,021327	7,19	1,806	+35	0,213
9	0,8	0,024142	6,13	1,347	-35	0,273
10	0,6	0,024142	7,24	1,5	+90	0,273
11	0,8	0,024142	6,50	1,347	-90	0,273
12	0,8	0,027913	9,40	1,806	+35	0,365
13	0,8	0,030726	7,90	1,347	-35	0,443
14	0,6	0,030726	9,22	1,5	+90	0,443
15	0,8	0,030726	8,28	1,347	-90	0,443
16	0,8	0,034495	11,78	1,806	+35	0,558
17	0,8	0,037037	9,67	1,347	-35	0,653
18	0,6	0,037307	11,19	1,5	+90	0,653
19	0,8	0,037307	10,05	1,347	-90	0,653
20	0,8	0,041073	14,15	1,806	+35	0,791
21	0,8	0,043882	11,45	1,347	-35	0,903
22	0,6	0,043882	13,16	1,5	+90	0,903
23	0,8	0,043882	11,82	1,347	-90	0,903
24	0,8	0,047646	16,53	1,806	+35	1,065
25	0,8	0,050453	13,22	1,347	-35	1,194
26	0,6	0,050453	15,14	1,5	+90	1,194
27	0,8	0,050453	13,59	1,347	-90	1,194
28	0,8	0,054213	18,90	1,806	+35	1,378
29	0,8	0,057017	14,99	1,347	-35	1,53
30	0,6	0,057017	17,11	1,5	+90	1,525
31	0,8	0,057017	15,36	1,347	-90	1,525
32	0,8	0,060773	21,27	1,806	+35	1,732
33	0,8	0,063574	16,75	1,347	-35	1,896
34	0,6	0,063574	19,07	1,5	+90	1,896
35	0,8	0,063574	17,13	1,347	-90	1,896
36	0,8	0,067326	23,63	1,806	+35	2,226
37	0,8	0,070123	18,52	1,347	-35	2,3
38	0,6	0,070123	21,04	1,5	+90	2,306

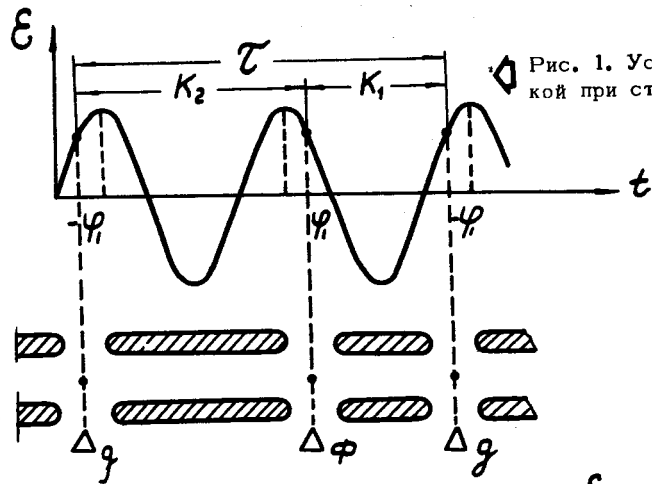


Рис. 1. Ускоряющая структура ЛУ ионов с переменнo-фазовой фокусировкой при ступенчатом изменении синхронной фазы ($\phi_s = \mp \phi_1$)

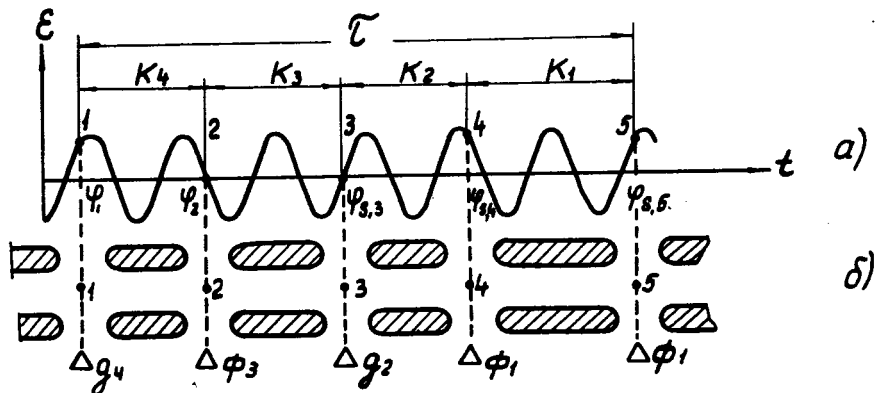


Рис. 2. Ускоряющая структура с нулевыми периодами ускорения.

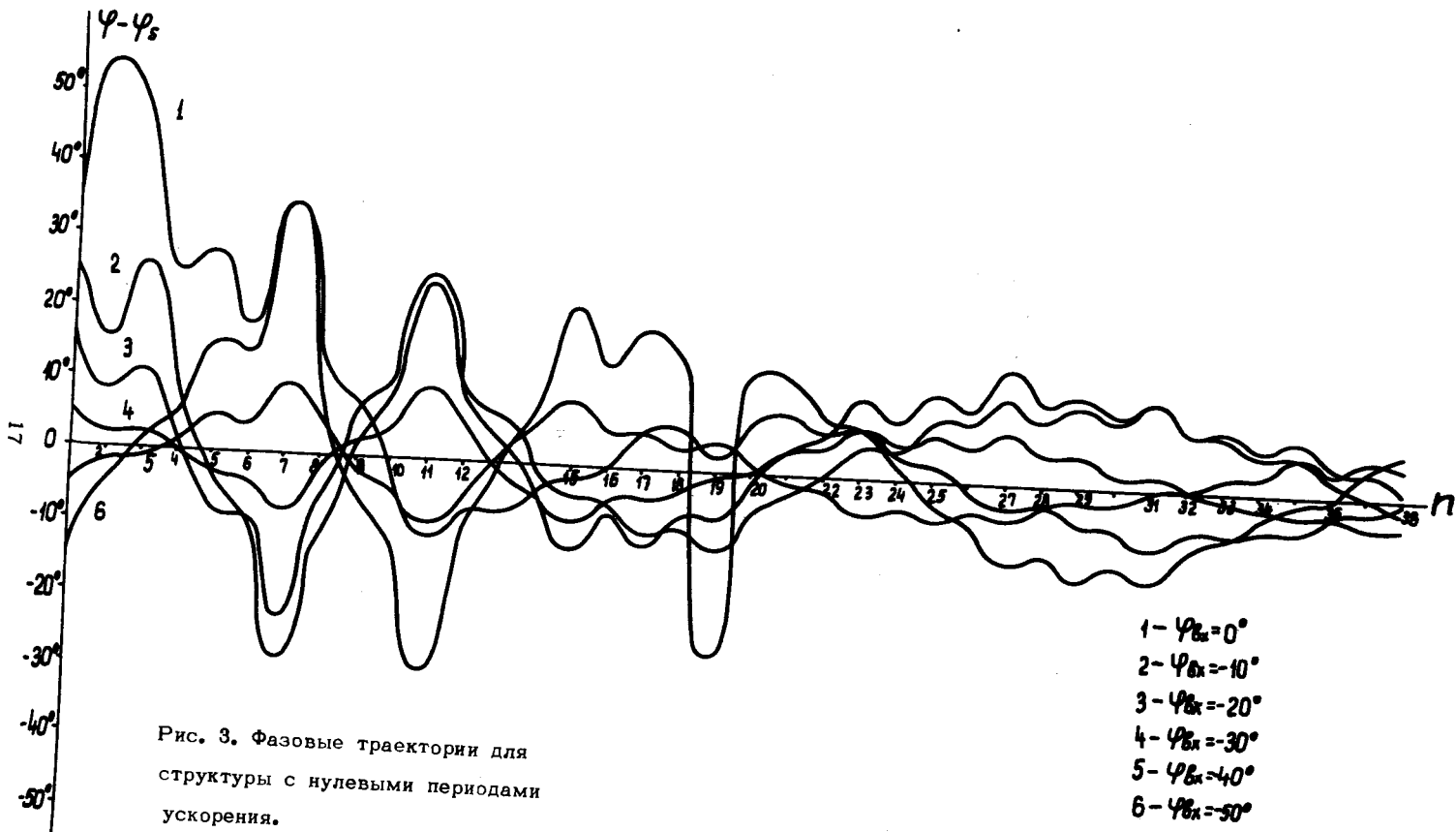


Рис. 3. Фазовые траектории для
 структуры с нулевыми периодами
 ускорения.

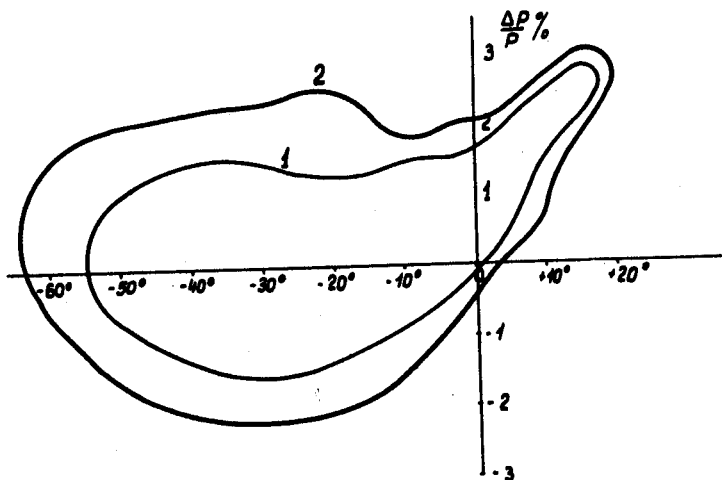


Рис. 4. Зависимость разброса по импульсам на входе ускоряющей системы от входных фаз:

1 - $\xi = \xi_0 = 18$ кв/см;

2 - $\xi = \xi_0 + 0,05 \xi_0$.

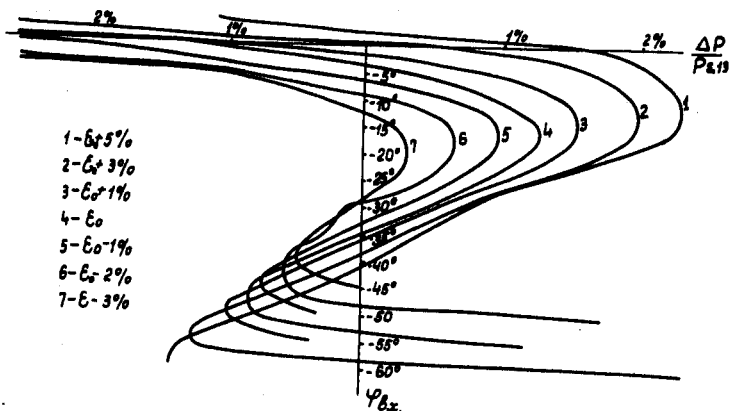


Рис. 5. Разброс по импульсам ускоренных частиц на выходе 13-го периода ($\beta_{s,13}=0,0356$, $W = 0,6$ Мэв) в зависимости от входных фаз. Параметр ϵ_0 - уровень ускоряющего поля. $\epsilon_0 = 18$ кв/см.

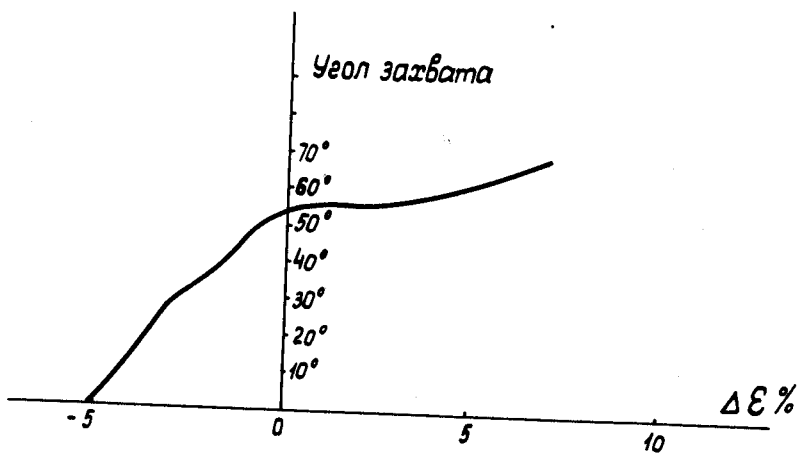
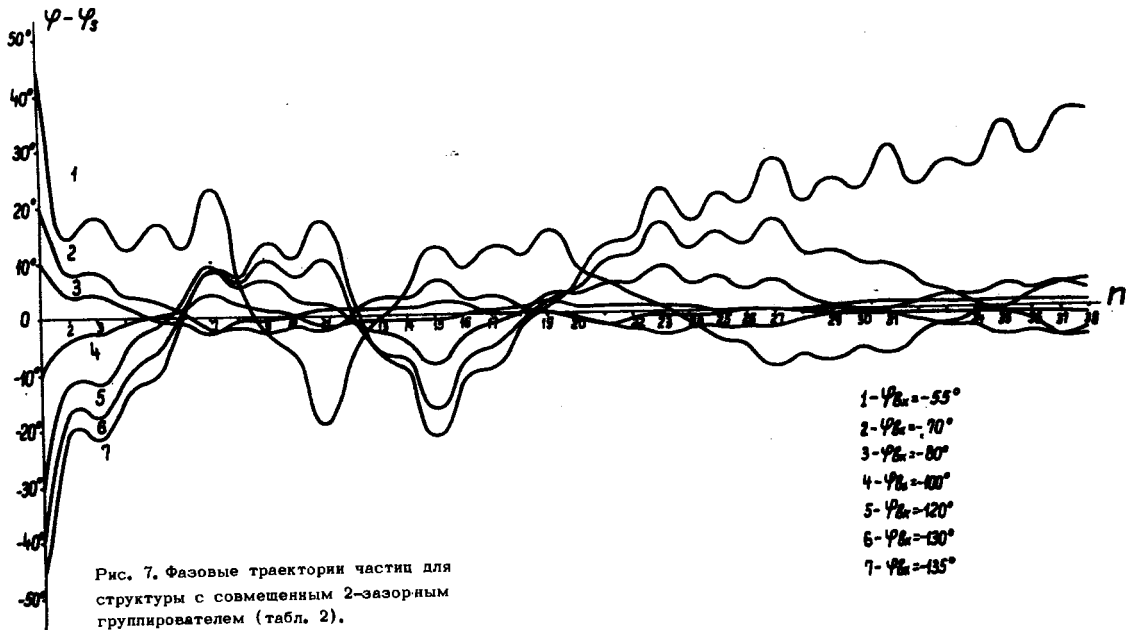


Рис. 6. Зависимость угла захвата от уровня ускоряющего поля.



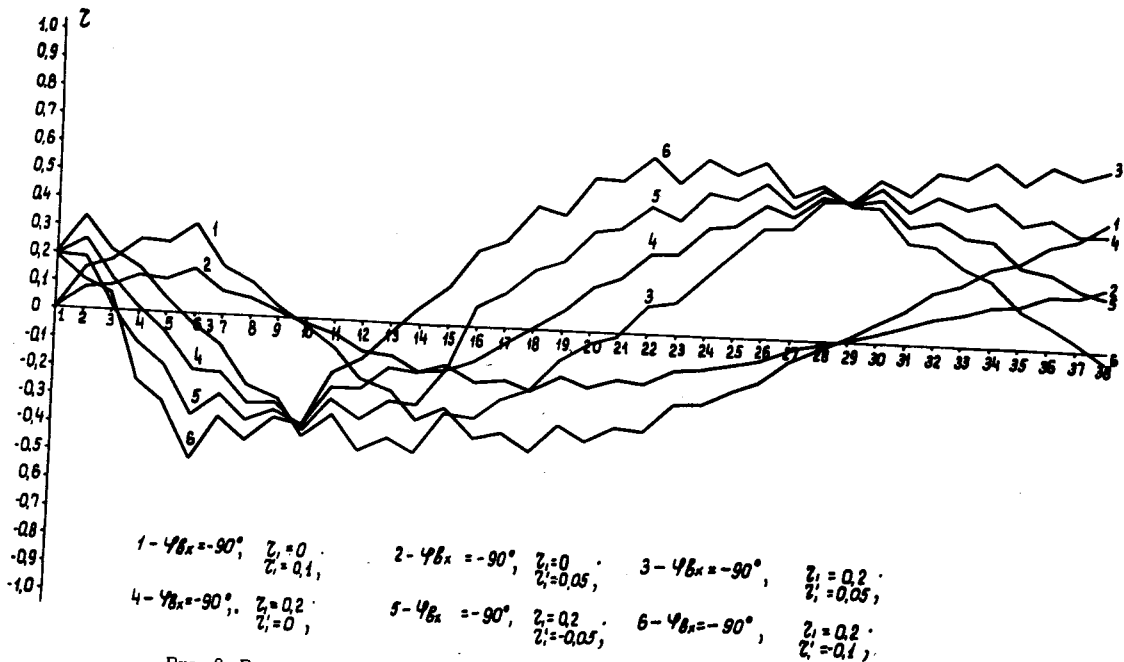


Рис. 8. Радиальные траектории протонов для синхронных частиц $\phi_{\text{входн.}} = \phi_n = -90^\circ$

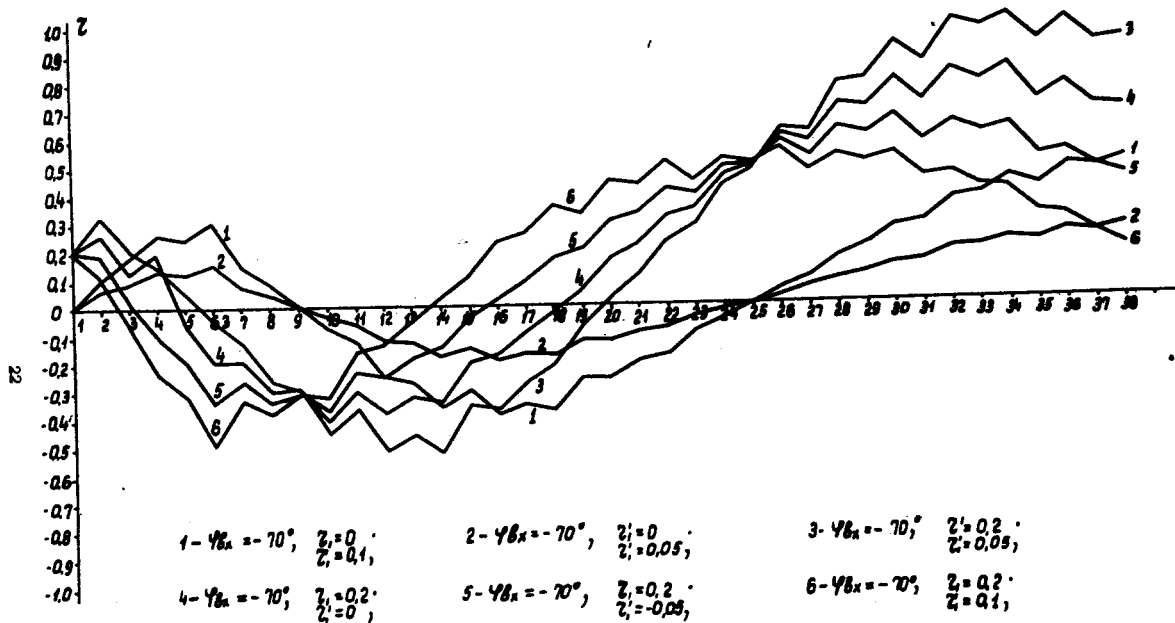


Рис. 9. Радиальные траектории протоков при ϕ входн. -70° .

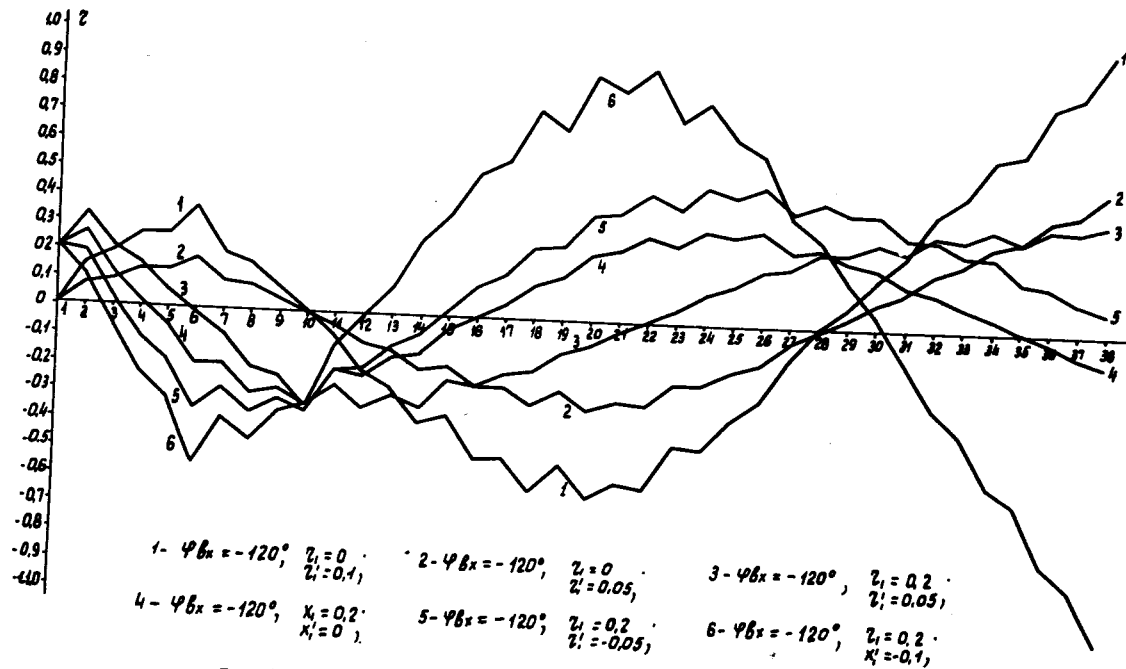


Рис. 10. Радиальные траектории протонов при $\phi_{\text{входн.}} = -120^\circ$.