

С 3456

Б-399

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1.394/2-71



P9-5610

Ю.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УСКОРЕНИЕ
ДЕЙТРОНОВ В ЛУ-9 - ИНЖЕКТОРЕ
СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

1971

P9-5610

Ю.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев

**УСКОРЕНИЕ
ДЕЙТРОНОВ В ЛУ-9 - ИНЖЕКТОРЕ
СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ**

На синхрофазотроне ОИЯИ в настоящее время реализован метод ускорения дейтронов, описанный в работе/1/.

Основная идея рассмотренного метода ускорения состоит в том, что режимы работы существующих ускоряющих систем (форинжектор, линейный ускоритель, синхрофазотрон) выбираются такими, при которых скорость дейтронов в момент перехода из одной ускоряющей системы в другую была бы равна половине скорости протонов. В качестве инжектора дейтронов используется протонный линейный ускоритель с сеточной фокусировкой, который при ускорении дейтронов переводится в режим двойной кратности дрейфа ускоряемых частиц.

Режим ускорения дейтронов отличается от режима ускорения протонов в следующем:

1. Напряжение на ускорительной трубке форинжектора уменьшается приблизительно в два раза. Это непосредственно следует из условия

$$\beta_d = \frac{1}{2} \beta_p. \quad (1)$$

Поэтому в форинжекторе дейтроны должны ускоряться до энергии (в нерелятивистском приближении)

$$W_d^{\text{фор}} = \frac{m_d}{2} \left(\frac{1}{2} \beta_d^{\text{фор}} \right)^2 = \frac{1}{2} W_p^{\text{фор}} = 285 \text{ кэВ.}$$

2. Длина периода ускорения L_n линейного ускорителя связана со скоростью $\beta_{n,s}$ ускоряемой частицы следующим соотношением:

$$L_n = q \beta_{n,s} \lambda, \quad (2)$$

где λ - длина волны ускоряющего поля, q - кратность дрейфа ускоряемой частицы (для протонов $q = 1$).

Если вводить дейтроны в линейный ускоритель со скоростью, равной $\frac{1}{2} \beta_{0,s,p}$, и получать после ускорения дейтроны со скоростью $\frac{1}{2} \beta_{k,s,p}$, то ускорение дейтронов должно происходить с кратностью дрейфа $q = 2$ при сохранении существующей геометрии периодов ускорения и частоты ускоряющего поля (143,5 МГц).

Рассмотрим, каким должен быть прирост энергии дейтронов на каждом из ускоряющих промежутков ЛУ для того, чтобы было обеспечено ускорение с кратностью дрейфа $q = 2$ по всему линейному ускорителю.

Прирост энергии синхронного протона после прохождения ускоряющего промежутка равен

$$\Delta W_{n,s,p} = (e \xi_0 L_n T_n \cos \phi_s)_p, \quad (3)$$

где e - заряд протона, ξ_0 - среднее амплитудное значение напряженности ускоряющего электрического поля, ϕ_s - синхронная фаза, T_n - фактор времени пролета n -го периода.

Левую часть формулы (3), без учета релятивистской поправки, можно записать в виде

$$\Delta W_{n,s,p} = (W_{n,s} - W_{n-1,s}) = \frac{1}{2} [m_0 c^2 (\beta_{n,s}^2 - \beta_{n-1,s}^2)]_p \approx (E_0 \beta_{n,s} \Delta \beta_{n,s})_p, \quad (4)$$

где $E_0 = m_0 c^2$. Тогда из (3) и (4) прирост скорости протона после прохождения ускоряющего промежутка будет равен:

$$\Delta \beta_{n,s,p} = \left(\frac{e \xi_0 L_n T_n \cos \phi_s}{E_0 \beta_{n,s}} \right)_p . \quad (5)$$

При кратности дрейфа ускоряемого дейтрона $q = 2$ и сохранении существующей частоты ускоряющего поля скорость дейтрона определится из соотношения

$$L_n = 2 \beta_{n,s,d} \lambda . \quad (6)$$

Поскольку длина периодов ускорения L_n не меняется, необходимо потребовать, как это уже было сказано выше, чтобы $\beta_{n,s,d} = \frac{1}{2} \beta_{n,s,p}$ и, соответственно, прирост скорости дейтрона на зазоре был в два раза меньше соответствующего прироста скорости протона, т.е.

$$\Delta \beta_{n,s,d} = \frac{1}{2} \Delta \beta_{n,s,p} . \quad (7)$$

Запишем формулу (5) для дейтрона:

$$\Delta \beta_{n,s,d} = \left(\frac{e \xi_0 L_n T_n \cos \phi_s}{E_0 \beta_{n,s}} \right)_d . \quad (8)$$

Формула (8) показывает, что если ускорять дейтроны таким образом, чтобы прирост скорости на периоде был бы тем же самым, что и для протона (т.е. на 1-ой кратности дрейфа), то напряженность ускоряющего электрического поля на оси резонатора должна быть в два раза выше, чем при ускорении протона (т.к. $E_{0d} = 2 E_{0p}$), а в.ч. мощность, вводимая в резонатор, соответственно в 4 раза выше. При существующей конструкции ускоряющей системы и возможностях системы в.ч. питания этот вариант является нереальным.

Рассмотрим два варианта ускорения дейтронов на второй кратности дрейфа.

1. Принимая во внимание выражения (5) и (8), а также условия (1) и (7), получим

$$(\xi_0 L_n T_n \cos \phi_s)_d = \frac{1}{2} (\xi_0 T_n L_n \cos \phi_s)_p .$$

Откуда в предположении $T_n = \text{const}$, $\phi_s = \text{const}$ будем иметь

$$\xi_{0d} = \frac{1}{2} \xi_{0p} , \quad (9)$$

т.е. среднее амплитудное значение напряженности ускоряющего поля при ускорении дейтронов на кратности дрейфа $q=2$ в два раза меньше средней напряженности ускоряющего поля при ускорении протонов (без учёта изменения T -фактора).

Время пролета протона через ускоряющий промежуток составляет $\alpha_p = 0,25$ периода ускоряющего поля (для идеального случая "прямоугольной волны"), поэтому в обсуждаемом варианте ускорения дейтронов время пролета дейтрона составит $\alpha_d = 0,5$ периода. Отношение T -факторов в случае ускорения протонов и дейтронов равно $\frac{T_p}{T_d} = \sqrt{2}$, если пренебречь провисанием поля внутри трубок дрейфа.

С учётом указанного изменения T -фактора среднее амплитудное значение напряженности ускоряющего поля при ускорении дейтронов будет равно:

$$\xi_{0d} = \frac{1}{2} \xi_{0p} \frac{T_p}{T_d} = 0,7 \xi_{0p} .$$

Так как ЛУ имеет сеточную фокусировку, то при ускорении дейтронов ($q=2$) заметно должно сказаться сужение области захваченных в ускорение фаз из-за радиальной дефокусировки.

В идеальном случае для поля "прямоугольной волны" вычисления показывают/2/, что сетка обеспечивает радиальную устойчивость в области фаз

$$-\phi < \frac{\pi}{2} (1-2\alpha) .$$

При ускорении дейтронов ($\alpha = 0,5$) область фаз, обеспечивающая стабильные радиальные колебания, уменьшается до нуля. Провисание

поля в трубки дрейфа еще более усугубляет этот фактор. Однако учитывая, что наш линейный ускоритель не является "длинным", можно было бы ожидать некоторой конечной интенсивности на выходе ЛУ, но попытка ускорить дейтроны в этом режиме оказалась безуспешной.

2. Рассмотрим ускорение дейтронов при $\alpha_d = \frac{g}{\beta_d \lambda} = 0,25$, что требует некоторой переделки ускоряющей структуры ЛУ. В простейшем случае такая переделка заключается в следующем.

На трубки дрейфа устанавливаются насадки с тем, чтобы уменьшить вдвое все ускоряющие промежутки.

На рис. 1 показаны кривые фактора времени пролета линейного ускорителя ЛУ-9 для случая ускорения протонов и дейтронов в зависимости от относительной скорости частиц.

Кривая 1 - экспериментально снятый T-фактор^{3/} (апертура $2a = 2,0$ см, вход трубки дрейфа закрыт фокусирующей сеткой). Для сравнения нанесена кривая 2 - теоретически рассчитанный T-фактор для $2a = 20$ см (в предположении, что входная апертура не имеет фокусирующей сетки).

Расчет производился по формуле

$$T_n = \frac{\sin \pi a}{\pi a} \frac{1}{I_0 \left(\frac{2\pi}{\beta_n \lambda} a \right)}$$

Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что их ход имеет несущественное различие.

Кривая 3 - теоретически рассчитанный T-фактор при переходе на дейтронный вариант $g_d = g_p / 2$ (в предположении отсутствия фокусирующих сеток), $2a = 2,0$ см, g - длина ускоряющего промежутка.

Из сравнения кривых 2 и 3 видно, что если при переходе на дейтронный вариант $g_d = \frac{g_p}{2}$ оставить апертуру трубок дрейфа неизменной по длине ускорителя ($2a = 2,0$ см), то потребуются осуществить большой отрицательный наклон ускоряющего поля по длине ускорителя, т.к. при малых β_d значение T_d существенно меньше, чем значение T_p при соответствующих значениях β_p .

О характере отрицательного наклона в ускоряющем поле можно судить по кривой рис. 2, где в процентах показано относительное умень-

шение T_d в зависимости от скорости частиц β_d . В каждой точке кривой по оси ординат значение T_p для протонов принято за 100%. Кривая рис. 2 построена из кривых 2 и 3 рис. 1.

Осуществить экспериментальным путем отрицательный наклон в ускоряющем поле, показанный на рис. 2, — задача не очень простая. Кроме того, при столь большом наклоне (35–40%) электрическая прочность первых ускоряющих промежутков может оказаться недостаточной. Поэтому апертуры трубок дрейфа по длине ускорителя (в дейтронном варианте) приняты переменными (см. таблицу на стр. 12) с таким расчётом, чтобы в первом приближении изменение T_d в зависимости от β_d было подобно изменению T_p в зависимости от β_p . На рис. 1 показана сглаженная кривая (кривая 4) изменения T_d для дейтронного варианта ЛУ-9 при $g_d = \frac{g_p}{2}$ и апертурах, изменяющихся по периодам ускорения согласно данным таблицы. Кривая рассчитана теоретически без учёта влияния фокусирующих сеток. Оптимальный подбор характера наклона ускоряющего поля осуществлялся экспериментально исходя из максимального тока ускоренных дейтронов на выходе ЛУ. На рис. 3 показана экспериментально подобранная кривая распределения магнитного поля вдоль образующей резонатора (в первом приближении соответствующая распределению напряженности электрического поля вдоль оси резонатора). При указанном распределении магнитного поля наблюдался максимальный ускоренный ток дейтронов на выходе линейного ускорителя.

После установки насадок на трубки дрейфа и получения оптимального распределения ускоряющего поля возможен небольшой уход ускоряющей частоты. В этом случае, как показывает формула (6), подбором энергии форинжектора и уровня ускоряющего в.ч. поля может быть восстановлено синхронное ускорение частиц.

После перестройки линейного ускорителя были проведены эксперименты по ускорению дейтронов в ЛУ-9. Дейтроны, предварительно ускоренные в форинжекторе до энергии 285 кэВ, легко захватывались в режим ускорения на 2-ой кратности дрейфа. Оптимальная настройка всех параметров ЛУ-9 позволила получить дейтронный ток на его выходе порядка 200 мкА в импульсе ($\tau_{\text{имп.}} = 350\text{--}400$ мксек), что примерно в 6–7 раз меньше протонного тока.

Заметим, что если бы ЛУ-9 имел квадрупольную фокусировку, то ускорение дейтронов на 2-ой кратности дрейфа в этом случае можно было бы получить, не изменяя геометрии ускоряющей системы. При этом ускоренный дейтронный ток был бы примерно на порядок меньше, чем протонный^{/4/}.

Двухзазорная группировка дейтронов на входе ЛУ-9

Как уже отмечалось выше, при ускоряющем потенциале на ускорительной трубке форинжектора, равном $U = 285$ кв, был получен дейтронный ток на выходе линейного ускорителя, равный 200 мка в импульсе. Снижение ускоряющего потенциала на трубке форинжектора в два раза ($U = 570$ кв при ускорении протонов) привело к резкому ухудшению параметров пучка, инжектируемого в апертуру ускоряющего канала линейного ускорителя.

В работе^{/5/} был рассмотрен метод предварительного группирования пучка на входе линейного ускорителя ионов с помощью 2-зазорного группирователя с трубкой дрейфа, расстояние между электрическими центрами зазоров которого определяется по формуле

$$L = K_1 \beta_{s,0} \lambda,$$

где K_1 может принимать значения 1,5; 2,5; 3,5 и т.д.

Последовательное развитие этого метода применительно к начальной части ускоряющей структуры приводит к схеме совмещенного 2-зазорного группирователя. Причем расстояние между электрическим центром 2-го зазора группирователя и электрическим центром 1-го ускоряющего промежутка структуры ЛУ определяется в этом случае по формуле

$$l = (K_2 + \frac{\pi/2 - |\phi_{s,1}|}{2\pi}) \beta_{s,0} \lambda.$$

K_2 может принимать значения 0,5; 1,5; 2,5 и т.д. В связи с тем, что в рассматриваемом случае ускорения дейтронов существует определенная возможность поднять напряжение на ускорительной трубке форинжектора ($U_\phi \approx 600$ кв), было реализовано два варианта совмещенного двухзазорного группирователя.

I вариант. Инжекция в 3-ий зазор ускоряющей структуры

В этом случае первые две трубки дрейфа были сняты и заменены новыми с тем расчётом, чтобы два первых зазора выполняли функцию двухзазорного группирователя. Требуемое напряжение инжекции возросло до 400 кв. При этом инжектируемый ток на входе в апертуре линейного ускорителя возрос в два раза, а ускоренный ток на выходе линейного ускорителя - в 4 раза (800 мка), т.е. ожидаемый эффект увеличения ускоренного тока в два раза от действия группирователя был получен экспериментально.

II вариант. Инжекция в 5-ый зазор ускоряющей структуры

В этом случае первые четыре трубки ускоряющей структуры были сняты и заменены новыми с таким расчётом, чтобы 3-ий и 4-ый зазоры выполняли функцию 2-зазорного группирователя, а для первых двух зазоров фактор пролетного времени был выбран равным нулю. Поэтому первые два зазора частицами "пропускались" без изменения их начальной энергии (в первом приближении), в 3-ем и 4-ом зазорах они группировались, а резонансное ускорение начиналось с 5-го зазора. Требуемое напряжение инжекции при этом возросло до 525 кв, ток на входе в апертуре линейного ускорителя возрос в 2,5 - 3 раза, а ускоренный ток на выходе линейного ускорителя - в 6 раз (1200 мка).

На рис. 4 для сравнения схематически показана геометрия начальной части ускоряющей структуры ЛУ-8 при ускорении протонов (сплошной контур) и ускорении дейтронов (пунктирный контур со штриховкой) при инжекции в 5-ый зазор ускоряющей структуры. Причем масштабные соотношения трубок дрейфа и ускоряющих промежутков по оси z сохранены, а по радиусу масштабные соотношения взяты произвольными.

На рис. 5 приведены кривые фазовой группировки дейтронов в зазорах двухзазорного группирователя (3-ий и 4-ый зазоры, рис. 4) в координатах $\frac{\Delta W}{W_{s,0}}$, ϕ_4 , где ϕ_4 - фаза частицы во втором зазоре (4-ый зазор структуры) группирователя. Пунктирные прямые рис. 5 указывают границы фазового захвата в режим ускорения ($3\phi_s$) .

На рис. 6 показаны фазовые траектории ускоряемых дейтронов в ЛУ-9 в зависимости от периодов ускорения n при $\mathcal{E}_0 = 10$ кв/см.

Расчёт фазовых траекторий производился по разработанным программам на ЭВМ типа CDC. Значение фактора пролетного времени для каждого периода ускорения бралось согласно кривой 4 рис. 1.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Д.И. Шерстянову, В.И. Хренову, П.Г. Серобабе, П.П. Павлову, Ю.В. Простимкину и И.Л. Голованю за помощь в проведении экспериментальных работ.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Д. Безногих и др. ВИНТИ, № 679-69, 1969. Реферат ПТЭ, №4, стр. 202, 1969; Препринт ОИЯИ, P9-4214, Дубна, 1968.
2. Л. Альварец и др. Проблемы современной физики, №4, 1956.
3. Л.П. Зиновьев и др. Препринт ОИЯИ, 519, Дубна, 1959.
4. Th. Sluyters. Preprint CERN 64-22, Geneve, 1964.
5. Ю.Д. Безногих. Препринт ОИЯИ, P2-5276, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел

8 февраля 1971 года.

Изменение апертур трубок дрейфа в зависимости
от номера трубки

Номер трубки	Диаметр апертуры , мм
3, 4, 5	15
6, 7, 8	16,8
9, 10, 11	18,6
12, 13, 14	20,5
15, 16, 17	22,4
18, 19, 20	24,6
21, 22, 23	26,6
24, 25, 26	29,2
27, 28, 29	31,0
30, 31, 32	

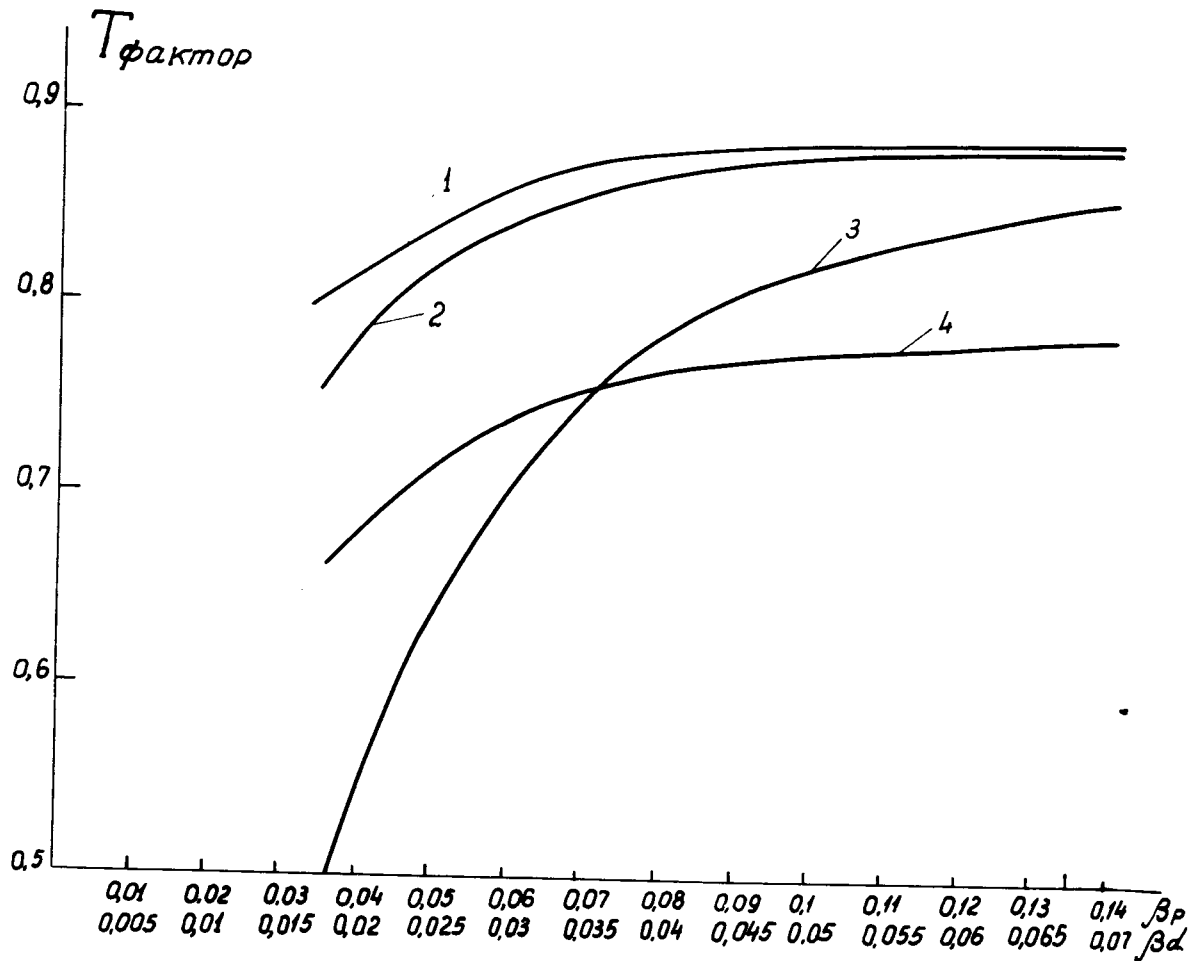


Рис. 1. Кривые фактора времени пролета T в зависимости от относительной скорости частиц.

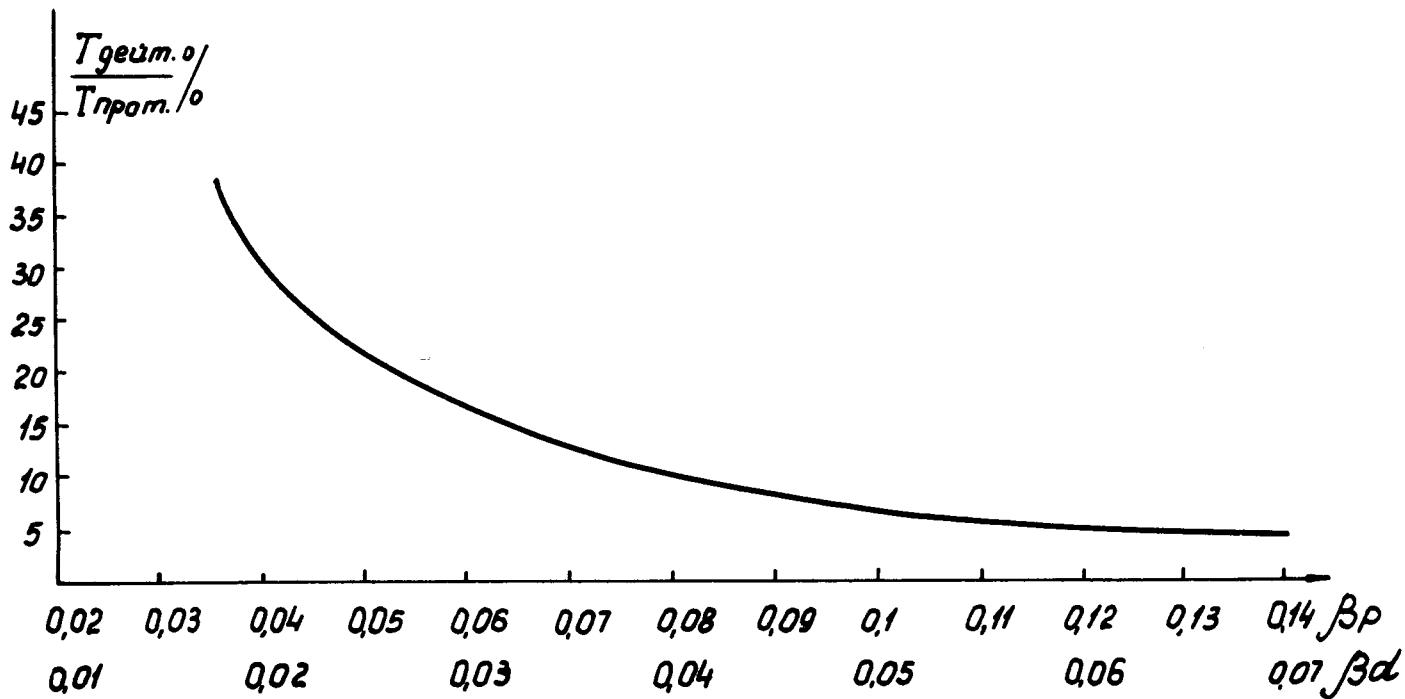


Рис. 2. Падение Т-фактора (в процентах) в зависимости от β при переходе на дейтронное ускорение в ЛУ-9 (без изменения апертур трубок дрейфа).

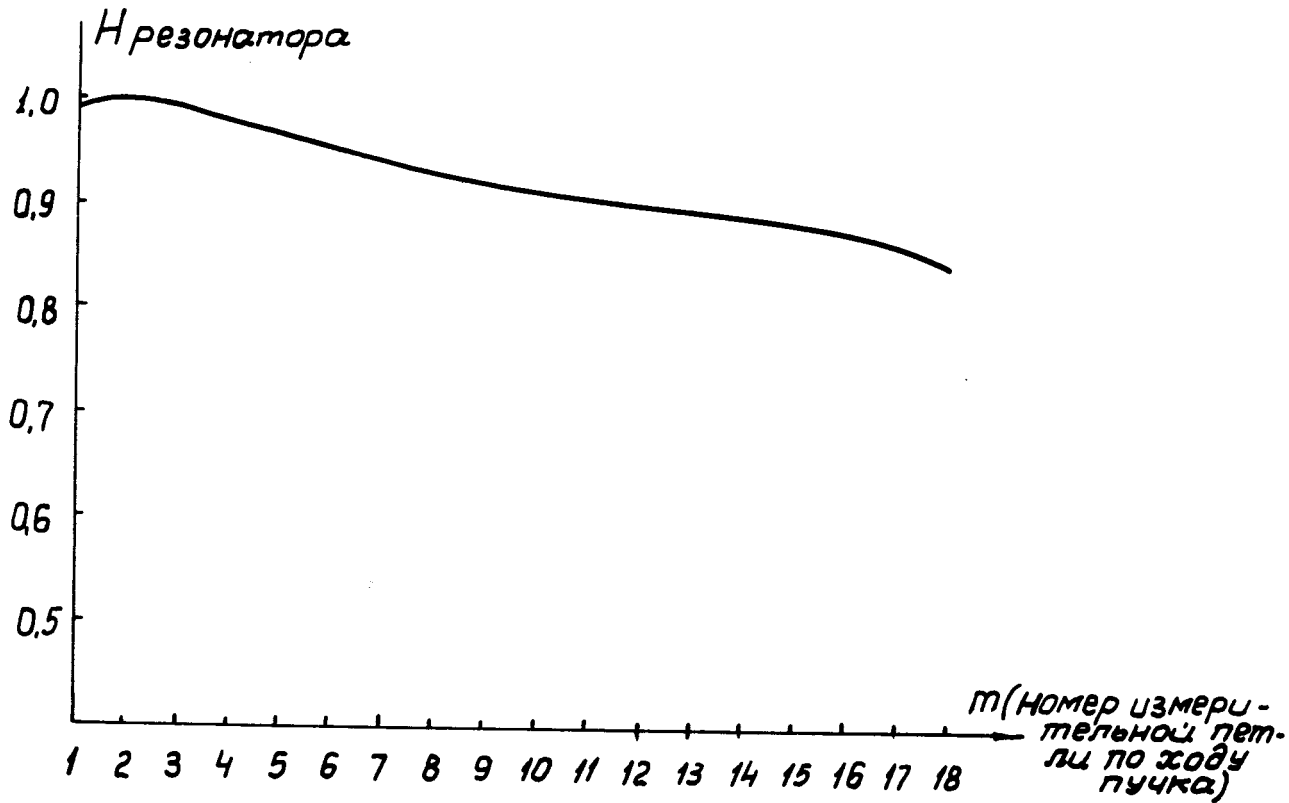


Рис. 3. Нормализованная кривая оптимального распределения магнитного поля вдоль образующей резонатора при дейтронном ускорении в ЛУ-9.

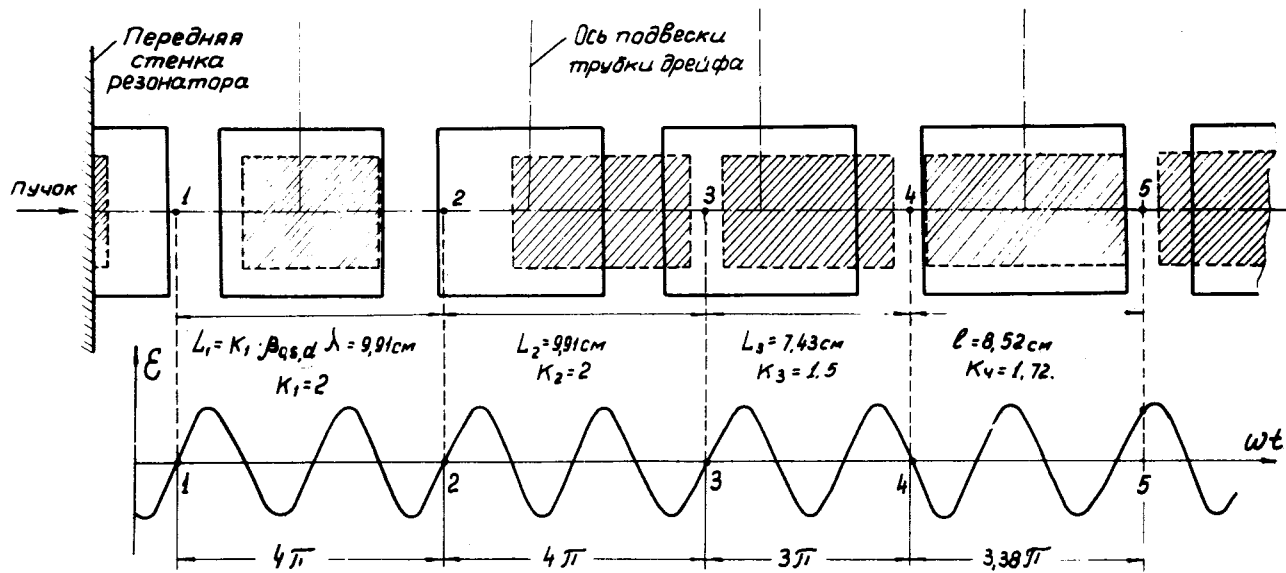


Рис. 4. а) Геометрия трубок дрейфа начальной части резонатора ЛУ-9. Пунктирный контур - при ускорении протонов. Сплошной контур со штриховкой - при ускорении дейтронов. б) Положение синхронной частицы в электрических центрах зазоров относительно фазы ускоряющего поля.

Параметры совмещенно-группирователя
 $T_1=0$; $T_2=0$.
 $T_3=0,65$; $T_4=0,8$.

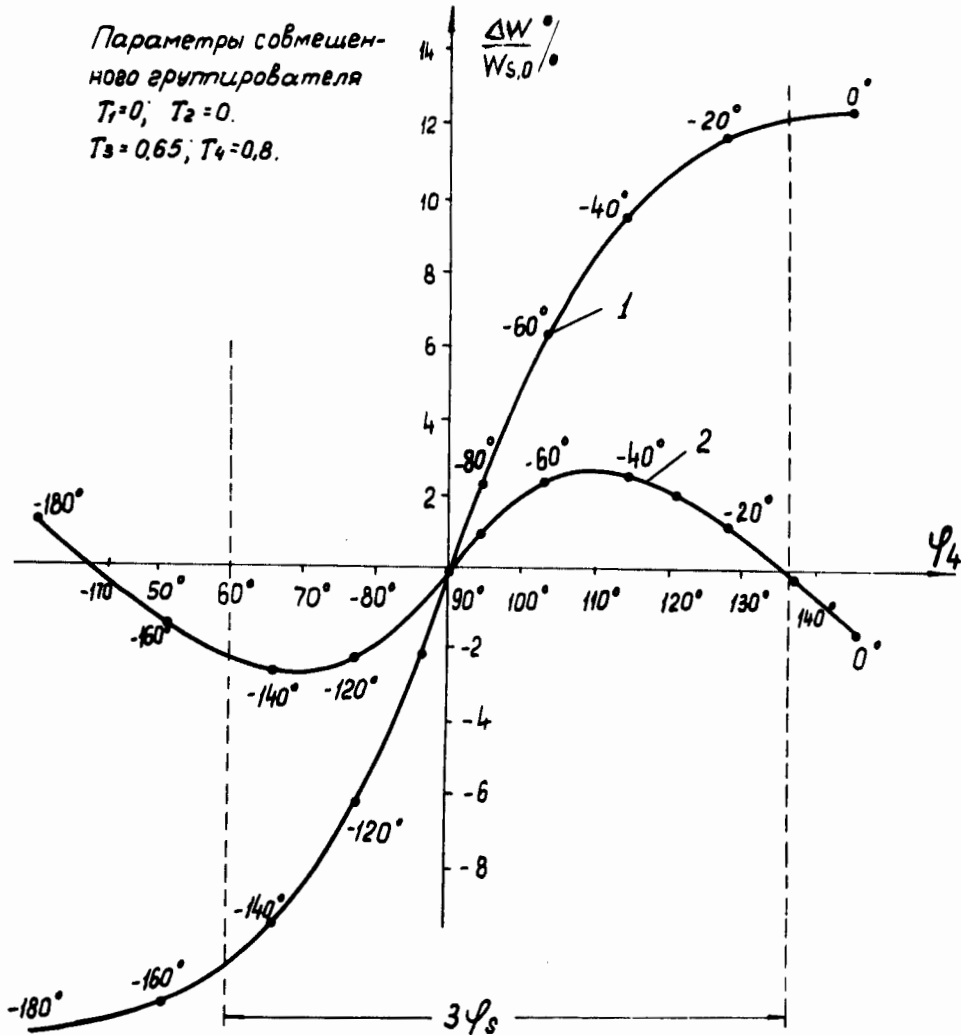


Рис. 5. Кривые фазовой группировки дейтронов в зазорах двухзазорного группирователя (3-ий и 4-ый зазоры структуры). 1 - энергетический разброс сгруппированных частиц после прохождения 1-го зазора группирователя (3-го зазора структуры). 2 - энергетический разброс сгруппированных частиц после 2-го зазора группирователя (4-го зазора структуры). На кривых 1,2 указаны фазы частиц в 1-ом зазоре группирователя. Штриховыми линиями обозначены границы области захвата по фазам $3\varphi_s$ в ЛУ-9.

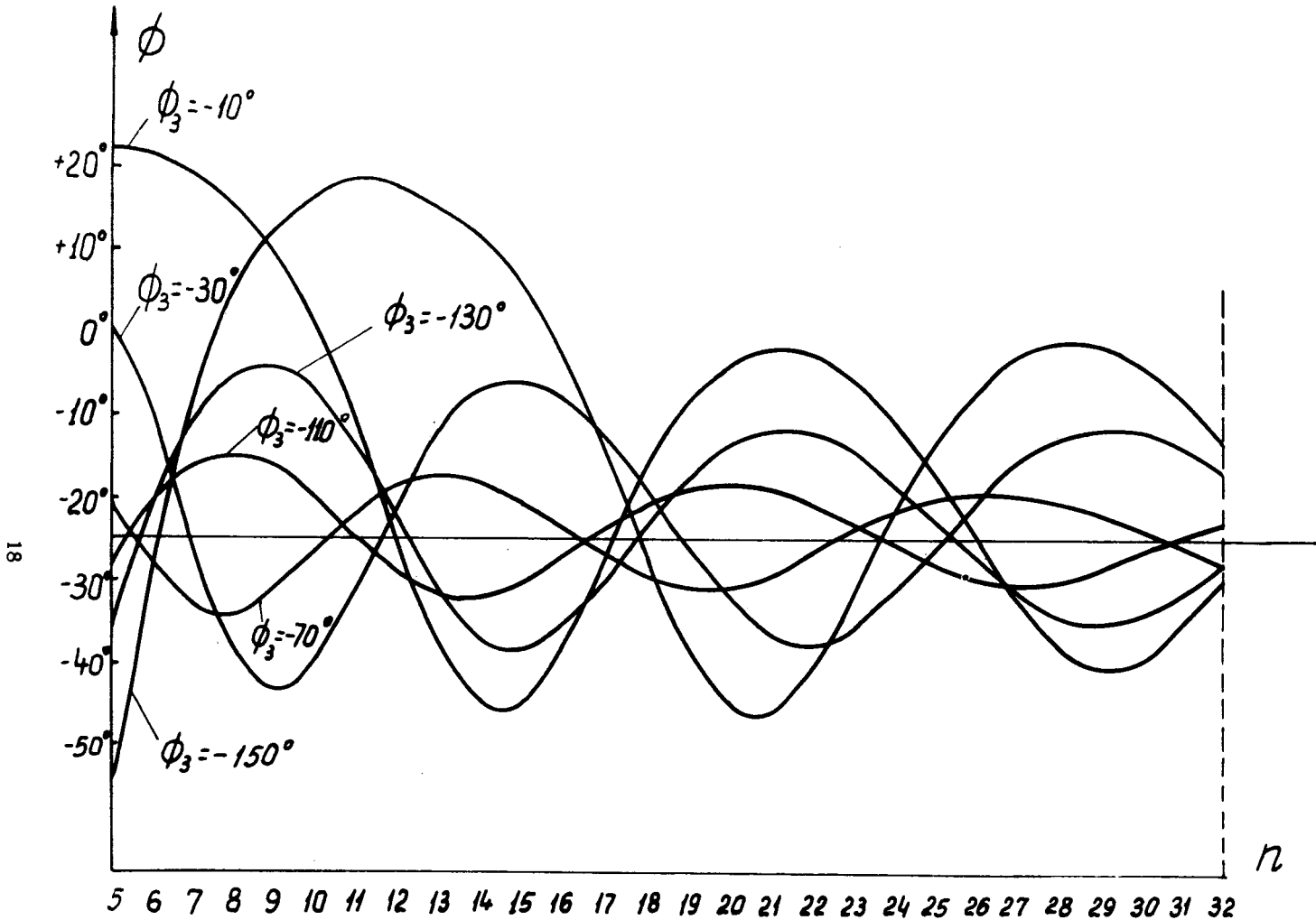


Рис. 6. Фазовые траектории ускоряемых дейтронов. n - номер ускоряющего периода, $\epsilon_0 = 10$ кв/см.