

ВМ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P-486

В.Н. Зубарев, В.С. Кладницкий

СИГНАЛЬНЫЙ ЭКЗЕМПЛЯР

ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ОШИБОК
НА ФАЗОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ
В ПРОТОННОМ ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Дубна 1960 год

P-486

В.Н. Зубарев, В.С. Кладницкий

ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ОШИБОК
НА ФАЗОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ
В ПРОТОННОМ ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Приведены результаты анализа фазового движения протонов в линейном ускорителе, в котором длина одного из периодов ускоряющей системы отличается от расчетной величины. При этом на длине ускоряющей системы не укладывается целое число полупериодов фазовых колебаний и энергетический спектр частиц на выходе линейного ускорителя значительно ухудшается. Показано влияние изменения напряженности высокочастотного электрического поля резонатора и энергии инжекции частиц по сравнению с их расчетными значениями на фазовое движение.

1. Введение

В линейном протонном ускорителе частицы ускоряются продольной компонентой высокочастотного электрического поля резонатора и одновременно испытывают действие радиальной компоненты этого поля в зазоре между трубками. Для определения траектории частицы надо знать продольную и радиальную компоненты электрического поля резонатора E_x и E_z и азимутальную компоненту магнитного поля B_θ . Если мы хотим получить точные результаты, то надо произвести численное интегрирование уравнений движения, используя при этом экспериментальные данные относительно распределения электрического и магнитного полей в зазоре. Осевое и радиальное движение частицы связаны между собой. Однако при условии, что апертура дрейфовых трубок мала по сравнению с величиной ускоряющего зазора и, следовательно, прирост энергии частицы в данном зазоре не слишком сильно зависит от ее радиального положения при прохождении зазора можно рассматривать фазовое движение без учета радиального. Ряд важных результатов относительно фазового движения можно получить, рассматривая частицу, проходящую по оси ускоряющей системы /1/.

Фаза частицы представляет собой выраженную в радианах или угловых градусах разницу времен между моментом прохождения частицей электрического центра зазора и моментом, когда электрическое поле в данном зазоре имеет максимальное значение. $\Phi > 0$ соответствует запаздыванию частицы, а $\Phi < 0$ - опережению по сравнению с указанным моментом. При расчете реального ускорителя обычно предполагают существование т.н. синхронной частицы, фаза которой Φ_s в каждом зазоре сохраняется неизменной. В силу механизма автофазировки, частицы, вошедшие в ускоритель с фазой, отличной от синхронного значения, совершают фазовые колебания на длине ускоряющей системы /2/. Условием устойчивости фазовых колебаний является выбор $\Phi_s < 0$. /Рис. 1/.

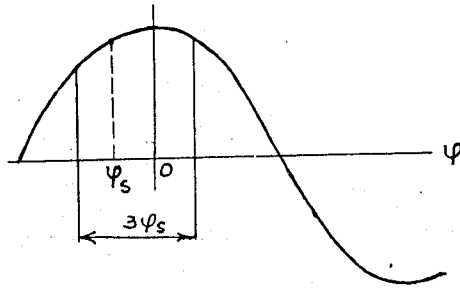


Рис. 1. Положение синхронной фазы в линейном протонном ускорителе.

2. Фазовое движение при наличии ошибки в длине ускоряющего периода

Аналитическое решение уравнения фазового движения, определяющее амплитуду и частоту фазовых колебаний в зависимости от параметров ускоряющей системы, может быть получено только для малых отклонений от синхронной фазы. Частицы, начальная фаза которых мало отличается от синхронной, совершают на длине ускорителя правильные колебания с затухающей амплитудой, причем узлы этих колебаний располагаются на прямой, соответствующей синхронной фазе ускорителя^{/2/}. Частота колебаний определяется выражением:

$$\omega_{\phi}^2 = \frac{2\pi e}{m_0 c^2 \beta_s} E_0 T \lambda \sin \Phi_s, \quad /1/$$

где e — заряд, m_0 — масса частицы, λ — длина волны, E_0 — средняя напряженность электрического поля в резонаторе, T — фактор времени пролета, а β_s и Φ_s характеризуют синхронную частицу. Однако, если рассматривать все частицы, захваченные в процесс ускорения, то оказывается, что при достаточно больших отклонениях входной фазы от синхронного значения, выражение /1/ перестает быть справедливым и на графике фазового движения соответствующие кривые не проходят через узловые точки колебаний с малой амплитудой.

Из принципа автофазировки следует, что при максимальном отклонении фазы частицы от синхронного значения ее энергия равна энергии синхронной

частицы. Следовательно, наиболее оптимальное положение с точки зрения энергетического разброса частиц на выходе линейного ускорителя складывается в том случае, когда на длине ускорителя укладывается целое или полуцелое число периодов фазовых колебаний.

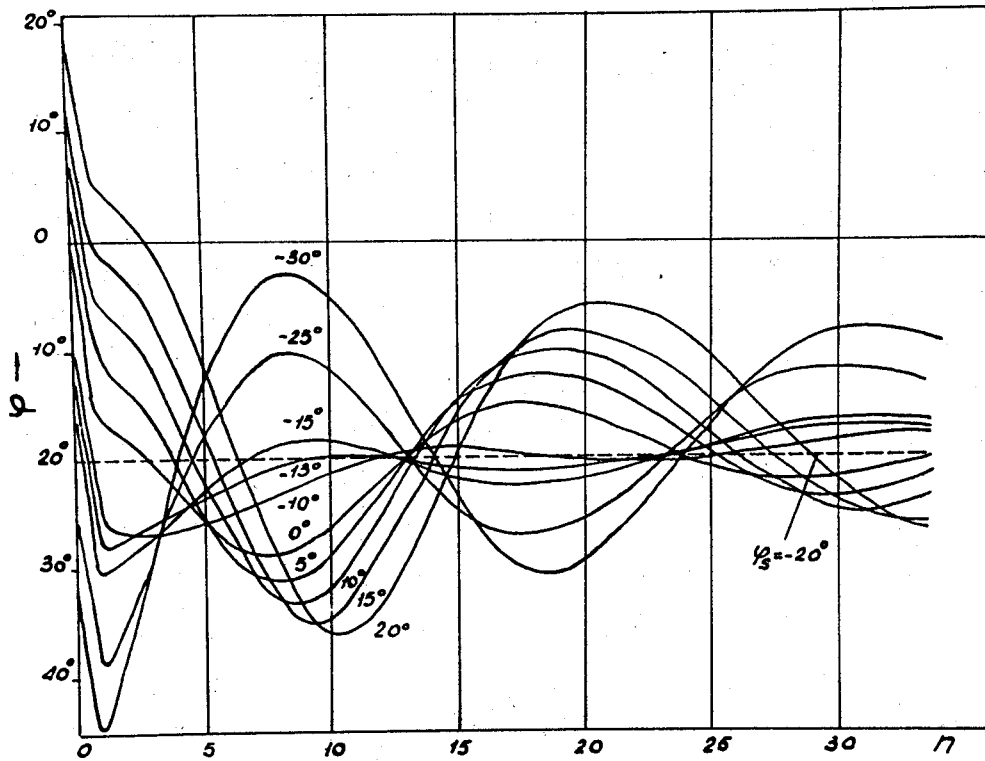
Расчет фазового движения в ускорителе выполнен численным методом в предположении, что изменение фазы частицы, вызванное разницей в приросте энергии данной частицы на длине n -го периода системы и синхронным значением прироста, происходит скачком на границе двух соседних периодов. Скачок фазы определяется выражением

$$\Delta \Phi_n = \left(t - \frac{L_n}{v_n} \right) \omega, \quad /2/$$

где t - период, а ω - частота колебаний ускоряющего электрического поля, L_n - длина n -го периода ускоряющей системы и v_n - скорость частицы на длине этого периода.

Рассматривалось движение частицы по оси протонного линейного ускорителя с расчетным значением энергии на выходе 9.16 Мэв. Ускоряющая система состоит из 34 периодов. Использовалась экспериментально установленная зависимость фактора времени пролета T от длины периода L_n . Расчетная величина энергии инжекции - 570 Кэв и расчетная средняя напряженность ускоряющего электрического поля - 18,65 кв/см. В длине первого ускоряющего периода допущена относительная ошибка по сравнению с расчетной величиной в -4%.

На рис. 2 представлен график изменения фазы частицы с номером дрейфовой трубки n , из которого видно, что все частицы независимо от их входной фазы испытывают некоторый "бросок по фазе" на первом периоде системы. При строгом соответствии ускоряющей системы расчетным значениям движение частиц должно начинаться с максимального фазового отклонения от синхронной фазы. Однако существенного искажения в механизм фазового движения эта ошибка не вносит: в дальнейшем частицы совершают правильные колебания с затухающей амплитудой относительно прямой, соответствующей синхронной фазе 20° . По расчету на длине ускоряющей системы должно было укладываться полтора периода фазовых колебаний. Уменьшение длины первого периода по сравнению с расчетной величиной приводит к увеличению частоты



ис. 2. Изменение фазы частицы с номером дрейфовой трубки при $E = 18,85$ кв/см и энергии инжекции $W_0 = 570$ Кэв.

азовых колебаний и, следовательно, пучность колебаний сдвигается от края скорителя внутрь. Энергетический спектр частиц на выходе ускорителя ухудшается.

Захват частицы, инжектируемой в ускоритель, в процесс ускорения зависит от величины ее начальной фазы Φ_0 и скорости. В ряде работ^{/1-3/} было показано, что в протонном линейном ускорителе достаточно хорошо выполняется соотношение

$$\text{фазовый угол захвата} = 3\Phi_s.$$

На рис. 3 представлена зависимость величины угла захвата от энергетического разброса инжектируемых в ускоритель частиц при $\Phi_s = 20^\circ$. Можно видеть, что в нашем случае угол захвата несколько меньше расчетной величины. Уменьше-

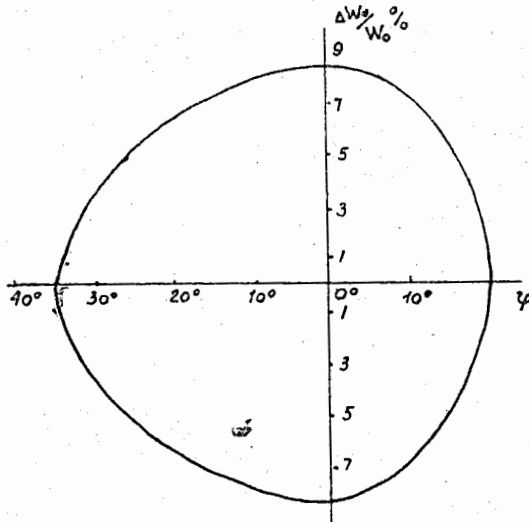


Рис. 3. Зависимость угла захвата от энергетического разброса инжектируемых в ускоритель частиц при $\Phi_s = 20^\circ$.

ние происходит за счет смещения левой границы области захвата: так как длина первой полной дрейфовой трубки короче расчетной, то частица с входной фазой $\Phi_0 = 2\Phi_s$ попадает в следующий зазор раньше чем поле E_0 достигнет в нем требуемой величины. Поэтому прирост энергии, обеспечивающий дальнейшее устойчивое фазовое движение, получают частицы с входной фазой несколько меньшей $2\Phi_s$.

3. Влияние напряженности поля в резонаторе и энергии инжекции на фазовое движение

Для заданной ускоряющей системы, где длины периодов h_n и фактор T имеют определенные значения, частота фазовых колебаний, как видно из выражения /1/, зависит от величины средней напряженности поля резонатора E_0 . Изменяя в известных пределах напряженность /в предположении, что поле вдоль резонатора однородно/, можно изменять число фазовых колебаний, укладывающихся на длине ускоряющей системы, и тем самым менять характер спектра частиц на выходе ускорителя.

Для выяснения влияния напряженности поля резонатора на фазовое движение частиц в рассматриваемом нами случае был произведен численный расчет

фазового движения при напряженности поля 18.28 кв/см и 18.09 кв/см, что соответствует снижению E_0 по сравнению с расчетной величиной на 2% и 3%. Увеличивать напряженность не имеет смысла, так как при этом пучность фазовых колебаний будет еще дальше смещаться внутрь ускорителя. Результаты расчетов приведены на рис. 4 и 5. Видно, что за счет уменьшения напряженности ускоряющего поля удается переместить пучность фазовых колебаний к выходу ускорителя. Наиболее оптимальной величиной E_0 является 18.28 кв/см, так как при этом на длине ускорителя укладывается примерно полтора периода фазовых колебаний. Значение синхронной фазы снижается до $16,5^\circ$, что несколько уменьшает угол захвата.

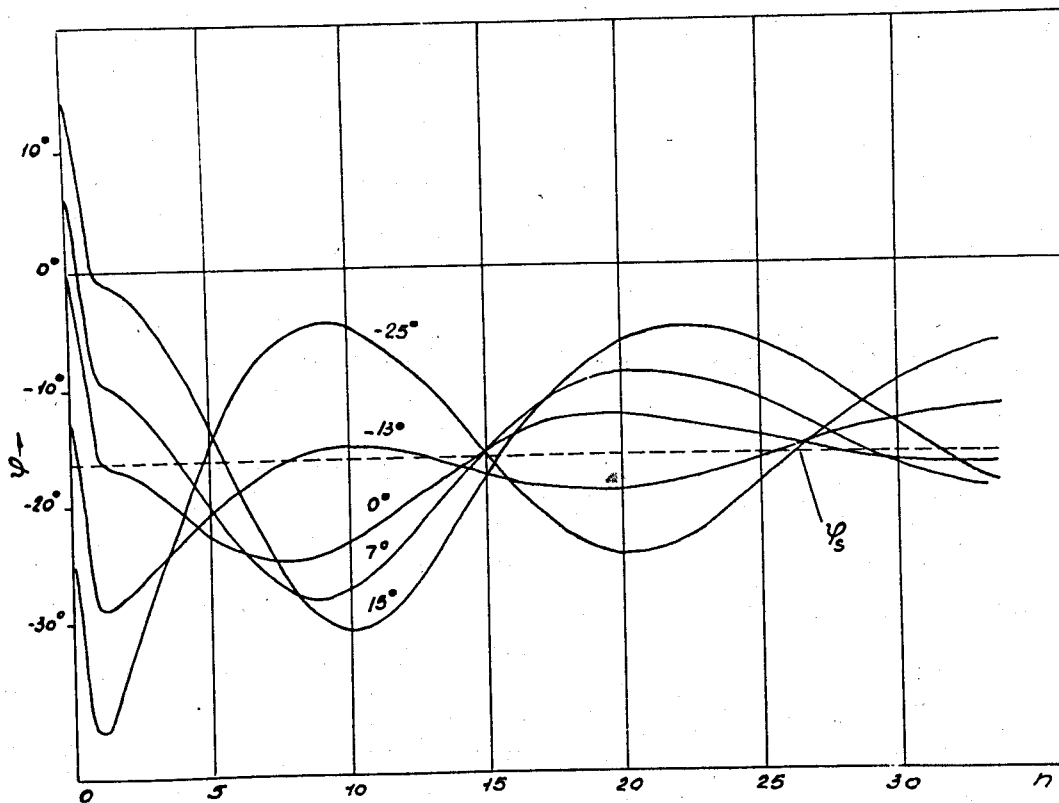


Рис. 4. Изменение фазы частицы с номером дрейфовой трубки при $E_0 = 18.28$ кв/см и энергии инжекции $W_0 = 570$ Кэв.

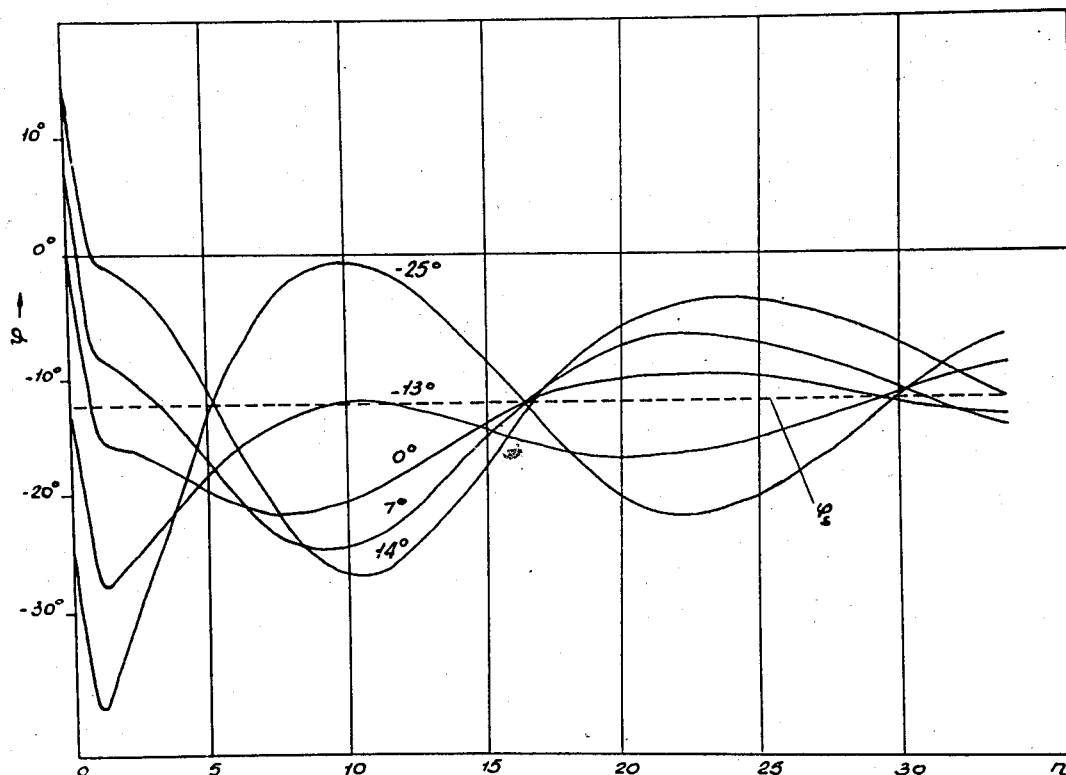


Рис. 5. Изменение фазы частицы с номером дрейфовой трубки при $E_0 = 18.09$ кв/см и энергии инжекции $W_0 = 570$ Кэв.

Некоторые выводы относительно характера спектра можно сделать из кривых, дающих зависимость энергии частицы на выходе ускорителя от ее входной фазы Φ_0 . Такие графики для трех значений напряженности ускоряющего поля приведены на рис. 6. Величина проекции каждой из этих кривых на ось ординат определяет максимальный энергетический разброс-ширину спектра частиц по основанию. Эта характеристика обусловлена размерами сепаратриссы на выходе ускорителя и так как при изменении напряженности поля в допустимых пределах число фазовых колебаний на длине ускорителя меняется незначительно, то и размер сепаратриссы остается практически неизменным. Сохраняется, следовательно, и полный энергетический разброс, который для кривых, приведенных на рис. 6, составляет около 2.5%. Если исходить из

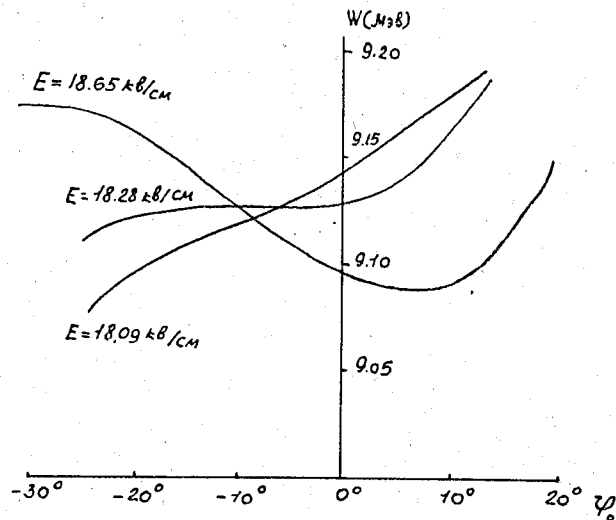


Рис. 6. Зависимость энергии частицы на выходе ускорителя от ее входной фазы Φ_0 при различных значениях напряженности электрического поля E_0 и энергии инжекции $W_0 = 570$ Кэв.

предположения равномерного захвата частиц на одинаковые интервалы входных углов по всей области захвата, то можно построить энергетический спектр на выходе ускорителя, показанный на рис. 7. Хотя полная ширина спектра по основанию при различных значениях E_0 не меняется существенно, его ширина на высоте сильно зависит от того, насколько близко к выходу ускорителя находится пучность фазовых колебаний. Так кривая для $E_0 = 18,28$ кв/см, имеющая на рис. 6 наибольшее плато, соответствует наиболее узкому спектру на рис. 7. Точность поддержания расчетной величины E_0 для обеспечения узкого спектра частиц на выходе, как видно из сопоставления кривых на рис. 7, должна быть значительно лучше 1%.

Результаты расчетов фазового движения при энергиях инжекции, отличающихся от расчетной величины 570 Кэв на 3-5%, приведены на рис. 8-10. Напряженность поля при этом сохранилась 18,65 кв/см. Изменение энергии инжекции, естественно, сильно искажает характер фазовых колебаний: узлы фазовых колебаний не располагаются больше на прямой, соответствующей синхронной фазе. Их смещение от этой прямой при увеличении и уменьшении энергии ин-

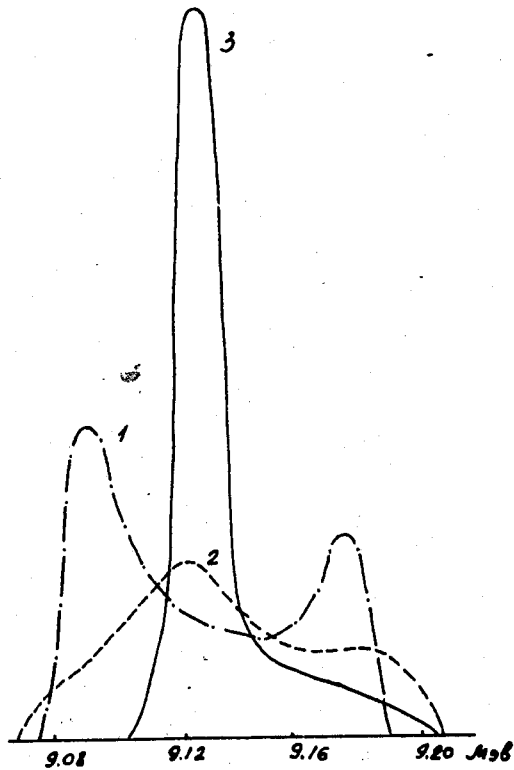


Рис. 7. Энергетический спектр на выходе ускорителя.

1 - напряженность электрического поля $E_0 = 18,85$ кв/см

2 - напряженность электрического поля $E_0 = 18,09$ кв/см

3 - напряженность электрического поля $E_0 = 18,28$ кв/см

Энергия инжекции во всех случаях равна 570 Кэв.

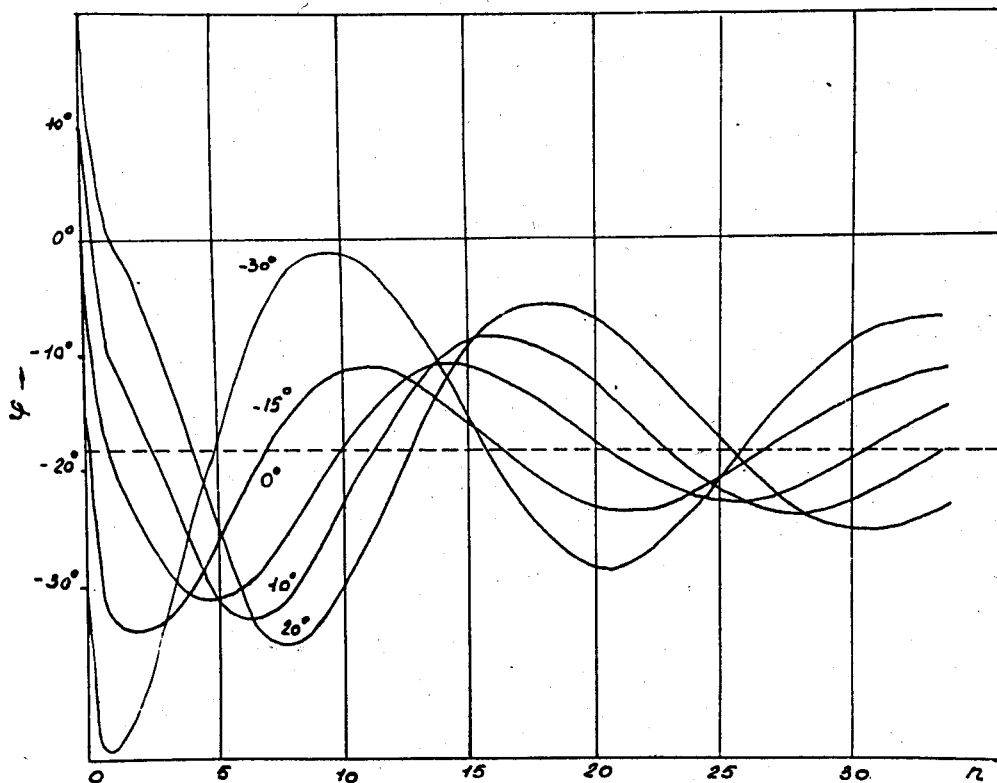


Рис. 8. Изменение фазы частицы с номером дрейфовой трубки при $E_0 = 18,65$ кв/см и энергии инжекции $W_0 = 587$ Кэв.

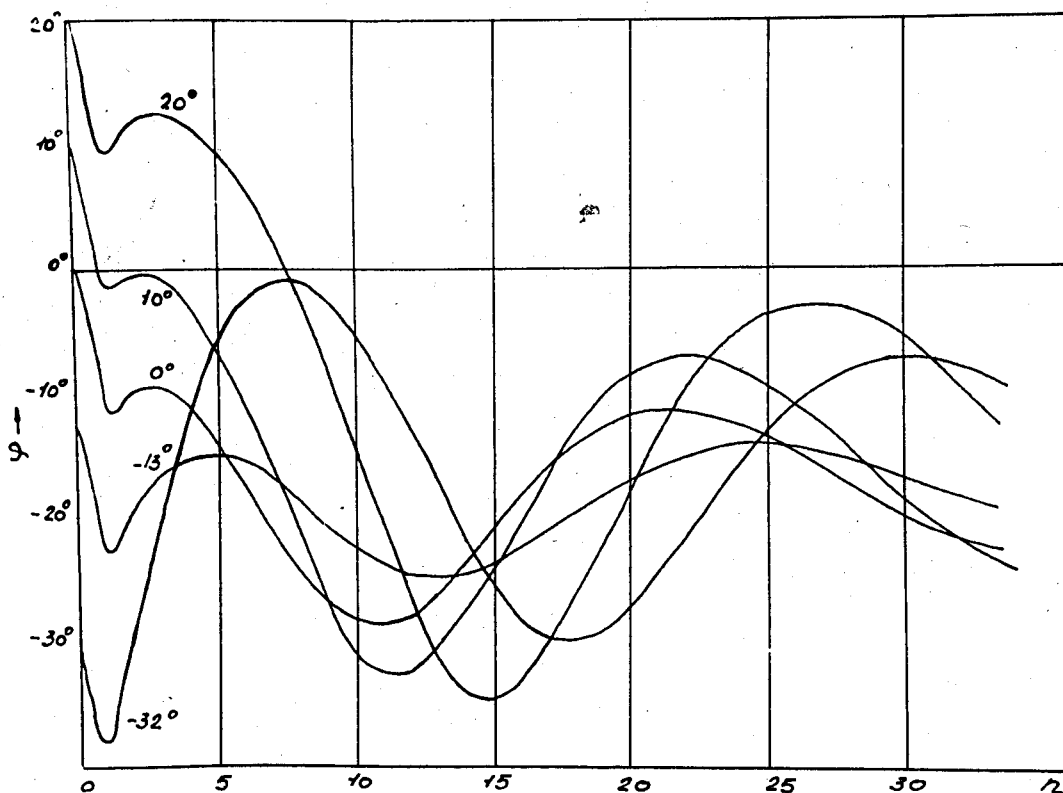


Рис. 9. Изменение фазы частицы с номером дрейфовой трубки при $E_0 = 18,65$ кв/см и энергии инжекции $W_0 = 553$ Кэв.

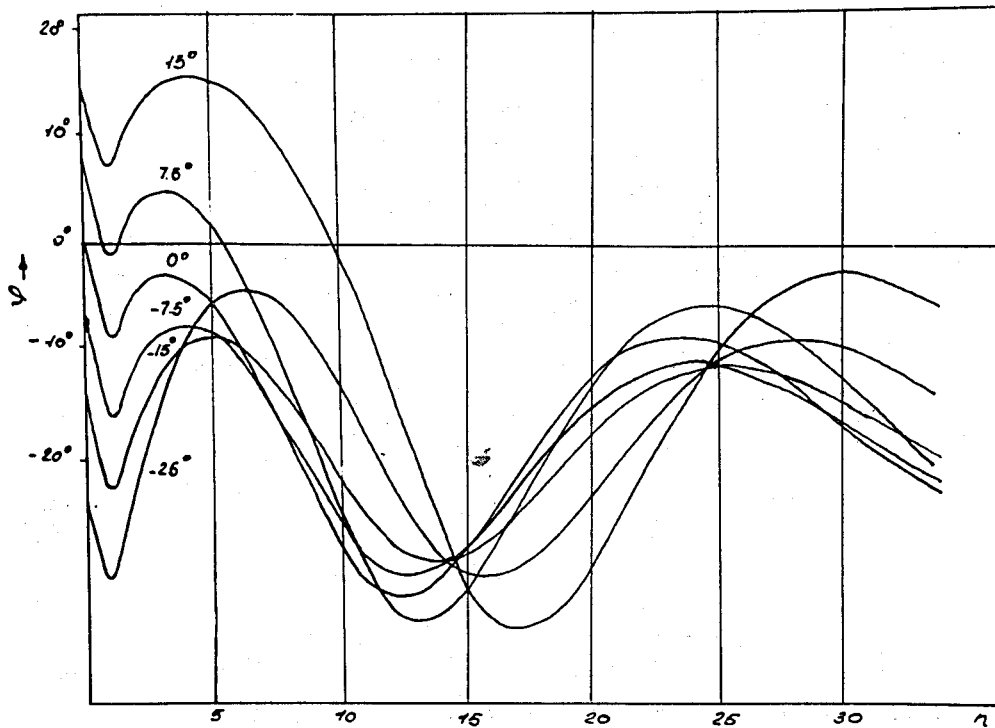


Рис. 10. Изменение фазы частицы с номером дрейфовой трубки при $E_0 = 18,65$ кв/см и энергии инжекции $W_0 = 542$ Кэв.

жекции по сравнению с расчетной величиной происходит в противоположные стороны. Из рис. 11 видно, что при отклонении от расчетной величины на $\pm 3\%$, полный энергетический разброс на выходе сохраняет свое значение, но ни одна из показанных кривых не обладает достаточно большим плато, обеспечивающим узкий спектр на полувысоте. При значительном изменении энергии инжекции /кривая для $W_0 = 542$ Кэв/ можно получить меньшую величину полного энергетического разброса, но это происходит из-за значительного сокращения области захвата и, следовательно, интенсивности пучка. В то же время аналогичные кривые, построенные для 30-й дрейфовой трубки, на которую приходится пучность фазовых колебаний графиков, приведенных на рис. 2, имеют плато и показывают, что значительная часть протонов сосредоточена в узком интервале энергий.

Выводы относительно зависимости характера спектра на выходе ускорителя от размеров сепаратриссы и от того, насколько близко к выходу ускорителя

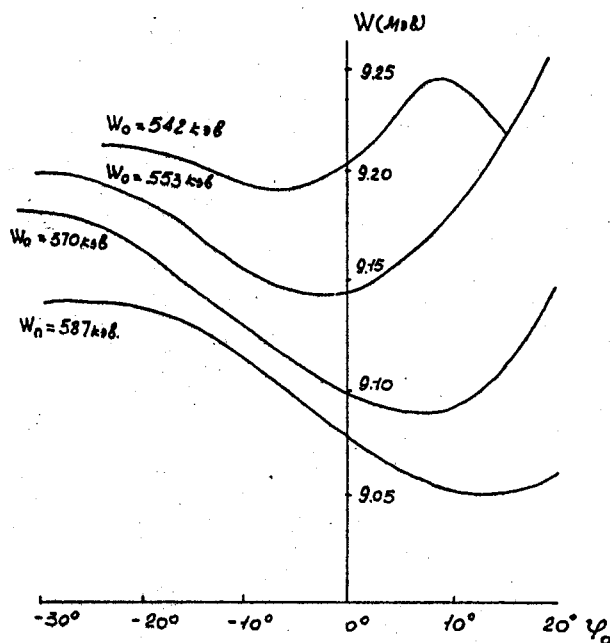


Рис. 11. Зависимость энергии частиц на выходе ускорителя от входной фазы Φ_0 при различных значениях энергии инъекции W_0 и напряженности ускоряющего поля $E_0 = 18,65 \text{ кв/см}$.

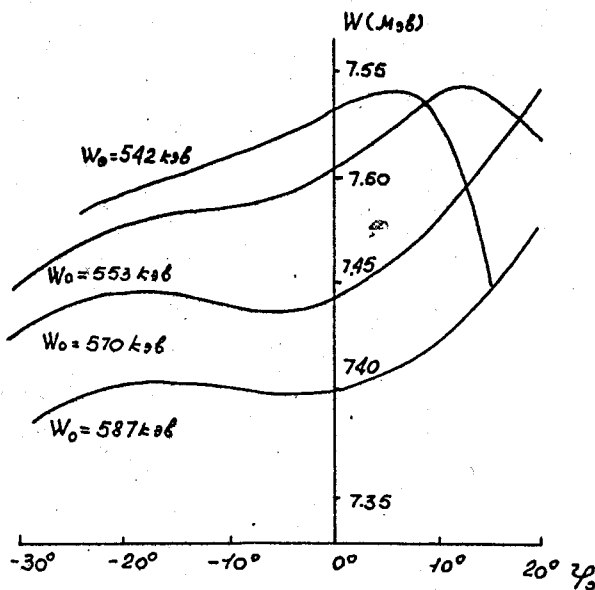


Рис. 12. Зависимость энергии частиц на 30-й дрейфовой трубке ускорителя от входной фазы Φ_0 при напряженности ускоряющего поля $E_0 = 18,65 \text{ кв/см}$ и различных значениях энергии инъекции.

расположена пучность фазовых колебаний большинства частиц, захваченных в процесс ускорения, согласуются со строгой теорией фазовых колебаний с малой амплитудой и справедливы не только для нашего частного случая, но и для любой другой ускоряющей системы.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 февраля 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. L. Alvarez et al. *Rev. Sci. Instr.* 26, 111-136 (1955).
2. L. Smith. *Handbuch der Physik*. Bd. XLIV s. 341. Berlin, 1959.
3. B. Cork. *Rev. Sci. Instr.* 26, 210, (1955).