

18

B-12



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Л.Вагин, А.Д.Панфилов, И.Н.Семенюшкин, В.Л.Степанюк, К.В.Чехлов

1408

**НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ
РЕЖИМА КРАТНОГО УСКОРЕНИЯ
НА ЧАСТОТЕ 89 МГц
В СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ**

Дубна 1983

2116/2 рф.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ
РЕЖИМА КРАТНОГО УСКОРЕНИЯ
НА ЧАСТОТЕ 89 МГЦ
В СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ

Соединенный институт
физических исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963

В в е д е н и е

Для работы электродинамического сепаратора частиц^{/1/} необходима перестройка синхрофазотрона в режим кратного ускорения на постоянной частоте f_p . Используемая кратность q должна быть достаточно большой ($q = 50 \div 100$). Такая перестройка осуществляется на последнем этапе ускорения в тот момент, когда частота f_p строго кратна основной ускоряющей частоте f_1 . При этом основное ускоряющее напряжение V_1 выключается, и включается напряжение V_p кратной частоты, что приводит к "перезахвату" части пучка протонов высокой энергии и дальнейшему ускорению захваченных частиц на частоте f_p в течение $20 \div 30$ мсек. Возможность работы ускорителя в таком режиме на постоянной частоте обусловлена тем, что скорость изменения основной частоты в конце ускорения достаточно мала ($\frac{df_1}{dt} = 15 \div 25$ кгц/сек). В процессе кратного ускорения захваченный пучок приобретает высокочастотную структуру.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований эффективности захвата протонов высокой энергии в режим кратного ускорения на частоте $f_p = 89$ Мгц, и дается сравнение с расчетом.

Коэффициент захвата пучка протонов высокой энергии в режим кратного ускорения

Важной характеристикой системы кратного ускорения является величина коэффициента захвата

$$\sigma = \frac{N_t}{N_0}, \quad (1)$$

где N_t - число частиц, захваченных в режим кратного ускорения, и N_0 - общее число частиц, находившихся в пучке к моменту перестройки режима работы ускорителя. Для определения зависимости ожидаемого коэффициента захвата от параметров системы кратного ускорения произведем некоторый расчет. При этом предположим: а) напряжение V_p устанавливается мгновенно (обоснованность этого предположения будет рассмотрена ниже); б) влияние щелевых колебаний на эффективность захвата несущественно^{/2/}; в) различного рода возмущения малы.

После быстрого выключения ускоряющего напряжения распределение частиц по энергиям в свободном пучке соответствует тому распределению, которое имело место

перед выключением. Сгусток протонов, ранее локализованный в области фазовой устойчивости, после снятия напряжения будет расплываться по азимуту и сворачиваться в нарастающем магнитном поле к внутренней стенке камеры. Величина σ для кратностей $q \gg 1$ не зависит от степени однородности распределения свободного пучка по азимуту. Неравномерность распределения протонов по азимуту приведет лишь при захвате их в режим кратного ускорения к неравномерности в распределении по q областям фазовой устойчивости. Это означает, что пучок частиц, кроме высокочастотной структуры, соответствующей кратности q , будет иметь также структуру на основной частоте f_1 .

Для расчета коэффициента захвата σ в соответствии с аргументами, приведенными выше, удобно выбрать равномерное распределение ускоренных частиц по азимуту. Функция распределения частиц по энергиям $\rho(\Delta E)$ может быть определена на основе данных работы^{/3/}. Ее вид соответствует осциллограмме сигнала с индукционных электродов.

Действительно, величина сигнала с индукционных электродов пропорциональна числу частиц, находящихся под ними в данный момент^{/6/}. Поэтому форма этого сигнала характеризует распределение протонов по азимуту. В конце ускорения частицы заполняют лишь центральную область сепаратрисы. Коэффициент заполнения $\epsilon = \frac{\Delta r_A}{\Delta r_C} = 0,75$, где Δr_C - радиальный размер сепаратрисы и Δr_A - максимальная амплитуда синхротронных колебаний. Следовательно, с большой степенью точности можно считать, что синхротронные колебания всех частиц подчиняются гармоническому закону. На фазовой плоскости этих колебаний частицы движутся по эллипсам, имея при этом изотропное распределение по фазам. Поэтому функция распределения частиц по энергиям совпадает с формой сигнала с индукционных электродов. На рис. 1 приведена осциллограмма такого сигнала^{/2/}, соответствующая концу цикла ускорения. Отсюда видно, что функция $\rho(\Delta E)$ хорошо аппроксимируется выражением:

$$\rho(\Delta E) = \begin{cases} A \left(e^{-\frac{\Delta E^2}{2\Delta E_m^2}} - e^{-\eta} \right) & \text{для } -\Delta E_m \leq \Delta E \leq \Delta E_m \\ 0 & \text{для } |\Delta E| > \Delta E_m, \end{cases} \quad (2)$$

где E - равновесное значение полной энергии, ΔE - отклонение энергии от равновесного значения, $2\Delta E_m$ - ширина энергетического спектра. Коэффициент A определяется из условия:

$$\int_{-\Delta E_m}^{\Delta E_m} \rho(\Delta E) dE = N_0.$$

Для кратности $q \gg 1$ практический интерес представляет случай

$$\cos \phi_0 = \frac{\Delta E_0}{e V_p} \ll 1. \quad (3)$$

Здесь ϕ_0 - равновесная фаза, ΔE_0 - равновесный прирост энергии за оборот и e - заряд протона.

Для простоты расчета положим $\cos \phi_0 = 0$. Тогда в соответствии с определением (1) коэффициент захвата

$$\sigma = \frac{1}{N_0 S} \int \rho(\Delta E) dE, \quad (4)$$

где $\rho(\Delta E)$ взята в виде (2) и интегрирование ведется по области фазовой устойчивости S , ограниченной сепаратрисой

$$\Delta E_C = b + a \sqrt{\frac{1 + \sin \phi}{2}}. \quad (5)$$

Здесь $a = \sqrt{\frac{2e V_p E}{\pi K F q}}$, b - отклонение центра сепаратрисы относительно равновесной энергии E , ϕ - фаза частицы. Значение коэффициентов K и F дается формулами

$$K = 1 + \frac{n}{1-n} \frac{1}{\beta^2},$$

$$F = 1 - \frac{L}{(2\pi r + L) [n^2 + \beta^2(1-n)]},$$

где β - отношение скорости частицы к скорости света, n - показатель магнитного поля, L - суммарная длина прямолинейных промежутков и r - радиус равновесной орбиты.

Перейдем от параметров a и b к безразмерным обобщенным переменным

$$\alpha = \frac{a}{\Delta E_m} \quad \text{и} \quad \gamma = \frac{b}{\Delta E_m}. \quad (6)$$

Результаты расчета коэффициента захвата σ , полученные численным интегрированием выражения (4) для различных значений параметров α и γ , представлены на рис. 2 и 3.

Описание блок-схемы системы кратного ускорения и некоторые требования к ее параметрам

Основная ускоряющая частота $f_r(t)$ в течение цикла ускорения последовательно

проходит через значения f_q , для которых выполняется условие кратного соотношения

$$q f_q = f_p. \quad (7)$$

Максимальная кратность соответствует моменту инжекции, а минимальная - концу цикла ускорения. Для частоты $f_p = 69$ МГц $q_{\text{макс.}} = 345$ и $q_{\text{мин.}} = 48$. Расстояние по частоте между двумя соседними кратностями q и $q-1$ равно

$$\Delta f_{q, q-1} = \frac{f_p}{q(q-1)}.$$

Нас интересуют в первую очередь кратности, соответствующие высоким энергиям частиц. Это кратности $q = 48, 49, 50$ и т.д. В таблице 1 представлены данные, относящиеся к трем последним кратностям: $q = 48, 49$ и 50 . На этих трех кратностях производился эксперимент. Энергетический спектр пучка $2 \Delta E_m^{(q)}$ определен на основе данных, представленных в работах ^{/3,4/}. Рабочей кратностью для целей электродинамического сепаратора является $q = 48$.

Стабильность захвата в значительной степени определяется точностью выполнения соотношения (7) для частот f_1 и f_p . Отклонение частоты f_1 от заданного значения f_q должно подчиняться условию $|\Delta f_q| < \Delta f_m^{(q)}$, где $\Delta f_q = f_1 - f_q$ и $\Delta f_m^{(q)}$ - полуширина энергетического спектра в кгц. Для кинетической энергии протонов $W = 10$ Бэв требуемая относительная точность включения частоты f_1 получается равной $\frac{\Delta f}{f_1} \leq 0,7 \cdot 10^{-4}$. Существующая аппаратура в синхрофазотроне позволяет измерить мгновенные значения f_1 с точностью 10^{-3} , именно с такой точностью поддерживается закон связи между магнитным полем, радиусом равновесной орбиты и ускоряющей частотой. Поэтому в системе кратного ускорения была применена специальная схема сравнения частот, позволяющая выбрать момент перестройки режима работы ускорителя с требуемой точностью.

Длительность импульса τ_u частоты f_p определяется максимально допустимой скоростью напыления пучка на мишень, при которой еще обеспечивается требуемая скважность цугов вторичных частиц. Расчеты, приведенные в работе ^{/2/}, дают значение для $\tau_u = 20 \div 30$ мсек.

Из рис. 2 видно, что при достаточно большом значении параметра α можно получить величину $\sigma > 0,8$, однако это требует неоправданно высокого напряжения V_p и соответственно большой в/ч мощности P , питающей резонатор ($P \sim V_p^2$). Для наших целей достаточно ограничиться величиной коэффициента захвата $\sigma = 0,6-0,7$, что требует обеспечить для энергии частиц $W = 10$ Бэв амплитуду напряжения $V_p = 125$ кв.

На рис. 4 изображена блок-схема системы кратного ускорения. На схему сравнения частот (2) подается две частоты - от эталонного генератора (1) частота f и с ускоряющих электродов - частота f_1 . Схема сравнения частот позволяет получить

импульс включения системы, соответствующий любому заданному значению частоты в интервале от 1370 кгц до 1440 кгц. Импульс включения через блок задержки (3) поступает на запуск модулятора (5) и через другой блок задержки (4) подается на срыв основного ускоряющего напряжения. Применение блоков задержки позволяет подобрать требуемый промежуток времени между срывом V_1 и включением V_p . В схеме модулятора предусмотрена плавная регулировка длительности переднего фронта, а также амплитуды и длительности самого импульса. Модулятор запускает автогенератор (6), нагруженный резонатором (7).

Индикация захвата ускоренных протонов в режим кратного ускорения

В качестве индикаторов захвата использовались:

1. Сцинтилляционная бетатронная мишень, соединенная световодом с ФЭУ^{5/}. Сигнал с ФЭУ подавался на вход осциллографа.
2. Индукционные электроды.

Рассмотрим более подробно процесс регистрации захвата с помощью сцинтилляторов. При перестройке ускорителя в режим кратного ускорения происходит захват определенной части пучка и удержание захваченных протонов на фиксированной орбите. Точнее, вследствие того, что кратная частота постоянна, равновесный радиус медленно растет. С другой стороны, частицы, которые не попали в область фазовой устойчивости, через несколько мсек уходят из рабочей области к внутренней стенке камеры и, попадая на сцинтилляционную бетатронную мишень, дают первый импульс сигнала с ФЭУ. После выключения напряжения V_p удерживаемые до этого на фиксированной орбите частицы также сворачиваются в нарастающем магнитном поле и дают второй импульс сигнала с ФЭУ. Коэффициент захвата можно определить по соотношению площадей импульсов.

Рассмотрим процесс регистрации захвата с помощью индукционных электродов. Непосредственное наблюдение высокочастотной структуры пучка на кратной частоте f_p с помощью существующих индукционных электродов невозможно хотя бы потому, что их азимутальные размеры близки к азимутальным размерам отдельных ступок. Однако при определенных условиях возможно наблюдение захвата и достаточно точное определение его эффективности. Это связано с тем, что при одновременном выключении напряжения V_1 и включения V_p пучок не успевает сколько-нибудь заметно нарушить свою структуру и "расплыться" по азимуту. С включением напряжения V_p на эту первоначальную картину накладывается высокочастотная структура, соответствующая кратности q . После детектирования осциллограмма сигнала с индукционных

электродов для области перестройки режима работы ускорителя будет иметь вид ступенчатой функции. Отсюда нетрудно определить значение σ .

Настройка системы в режим кратного ускорения и получение захвата

После создания системы кратного ускорения и отработки всех ее рабочих режимов была получена возможность приступить к физическому эксперименту — к работе с ускоренным пучком. Резонатор был поставлен в камеру синхрофазотрона на вводимом прямолинейном участке, а все остальные силовые узлы системы смонтированы в непосредственной близости. Управление системой осуществлялось дистанционно. На рис. 5а,б показаны осциллограммы сигналов захвата с ФЭУ и индукционных электродов для $q=49$, $W=3,5$ Бэв, $f_1=1408$ кгц и $V_p=35$ кв. Коэффициент захвата $\sigma=0,52$. Расстояние между первым и вторым импульсами равно 20 мсек, что совпадает с длительностью в/ч импульса τ_c . Оптимальный момент включения по частоте, при котором $\sigma = \sigma_{\text{макс}}$, совпадает с расчетным значением $f_{\text{оп}}$. Незначительное изменение частоты включения относительно оптимального значения на величину 1 ± 2 кгц приводит к уменьшению и исчезновению захвата. Настройка системы на расчетные значения частот f_{80} и f_{48} (см. таблицу 1) также приводит к появлению захвата. Все это согласуется с основными представлениями о механизме захвата частиц в режим кратного ускорения.

Программа первого этапа физического эксперимента включала в себя: 1) исследование эффективности захвата и отработку оптимального режима; 2) выявление основных требований к параметрам системы кратного ускорения с точки зрения эффективности захвата и отсутствия потерь частиц в процессе кратного ускорения.

Экспериментальные результаты и сравнение их с расчетом

На рис. 6 а,б, в представлены результаты измерений коэффициента захвата σ в зависимости от величины Δf_c для различных значений амплитуды напряжения V_p и энергии частиц W . Эти данные показывают, что для конечной энергии ускорения 10 Бэв при сравнительно невысокой амплитуде напряжения 50 кв можно получить значительный коэффициент захвата, равный 37%. Применение большой статистики в процессе эксперимента позволяет измерить величину σ с точностью $7 \pm 10\%$. На рис. 7 показана расчетная зависимость $\sigma(\alpha)$ для случая $\gamma=0$ (сплошная кривая) и нанесены экспериментальные точки, которые получены в результате обработки данных, представленных на рис. 6а, б, в. Отсюда видно, что экспериментальные точки лежат ниже теоретической кривой и это расхождение увеличивается с уменьшением значения параметра α . Можно предположить, что расхождение опыта с расчетом связано с тем,

что в расчете не учитываются возмущения, которые приводят к дополнительным потерям частиц при захвате. Периферийная область сепаратрисы оказывается не заполненной частицами. При уменьшении напряжения V_p и увеличении энергии протонов W , что равносильно уменьшению параметра α , площадь свободной от частиц зоны в области устойчивости относительно растет. Характер экспериментальных кривых $\sigma(\Delta f_q)$ находится в полном согласии с расчетными кривыми, показанными на рис. 2, что подтверждает правильность выбора функции $\rho(\Delta E)$. Для примера на рис. 8 изображена теоретическая кривая $\sigma(\Delta f_q)$ для случая $q = 50$, $W = 2,2$ Бэв, $V_p = 50$ кв, и нанесены соответствующие этому случаю экспериментальные точки.

Было также экспериментально исследовано влияние на захват длительности переднего фронта τ в/ч импульса, и тем самым проверено в расчете предположение (а). Для этого значение τ менялось от 50 мксек до 250 мксек, что соответствует для $W = 10$ Бэв, $V_p = 50$ кв и изменению отношения $\frac{\tau}{T_c} = 1 \div 5$, где T_c - период малых синхронных колебаний. Влияния величины τ на захват не было обнаружено.

Авторы искренне благодарят А.Б. Кузнецова, С.В. Мухина, Н.Б. Рубина за полезное обсуждение работы, а также выражают свою признательность Ю.А. Бычкову, Г.С. Казанскому, А.И. Михайлову и О.Н. Цисляку за помощь в проведении эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. В.Н. Зубарев, В.С. Кладницкий, А.Б. Кузнецов, С.В. Мухин, Л.С. Охрименко, Н.Б. Рубин, И.Н. Семенюшкин. Препринт ОИЯИ Р-371, Дубна, 1959.
2. А.Б. Кузнецов. Вопросы теории ввода и вывода частиц в синхрофазотроне. Диссертация. Дубна, 1961.
3. А.Б. Кузнецов, К.П. Мызников. Препринт ОИЯИ Р-387, Дубна, 1961. "Атомная энергия", 12, вып. 5, 373 (1962).
4. Г.С. Казанский, А.И. Михайлов, Г.П. Пучков, А.П. Царенков. Результаты исследования режима ускорения с одним ускоряющим электродом на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Препринт ОИЯИ 1177, 1963.
5. Л.П. Зинovieв, И.Б. Иссинский, К.П. Мызников. Препринт ОИЯИ 557, Дубна, 1960.
6. Ф.А. Водопьянов, А.А. Кузьмин, С.М. Рубчинский, В.А. Уваров. Proceedings CERN, 1959, p. 470.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1963 г.

Т а б л и ц а

Кратность q	Энергия частиц W (Бэв)	Ширина энергетического спектра $2\Delta E_{\mu}^{(q)}$ (Мэв)	Частота обращения f_{μ} (кГц)
48	10	5,6	1437,5
49	3,5	2,7	1408,2
50	2,2	1,9	1380,0

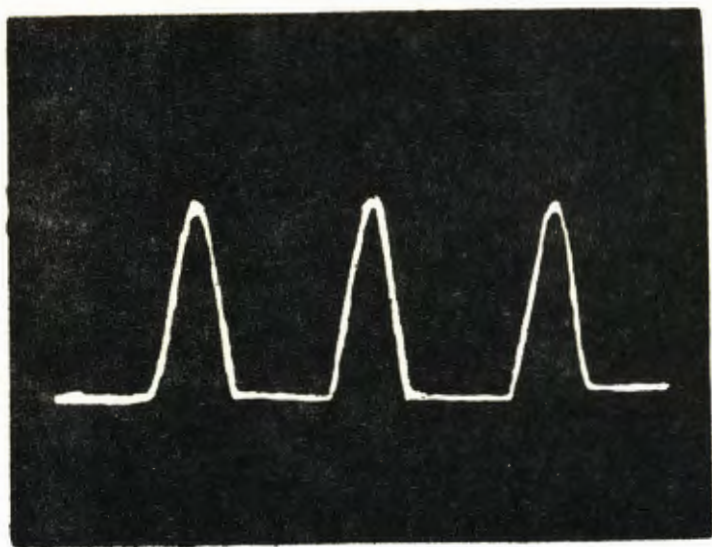


Рис. 1. Оциллограмма сигнала с индукционных электродов, соответствующая циркулирующему пучку в конце ускорения.

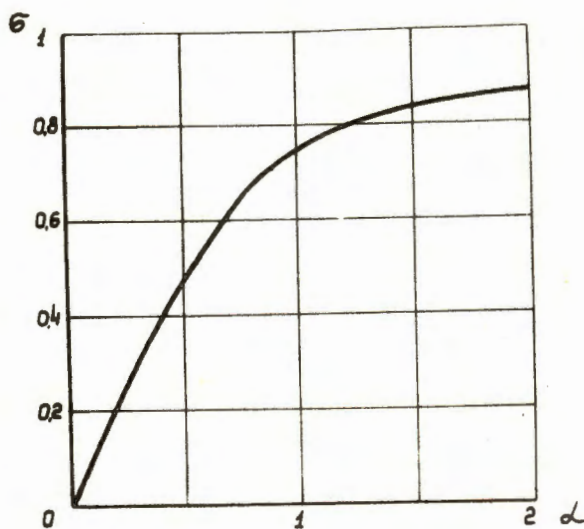


Рис. 2. Расчетная зависимость коэффициента захвата от значения параметра α для случая $\gamma=1$ /параметры α и γ определены соотношением (6)/.

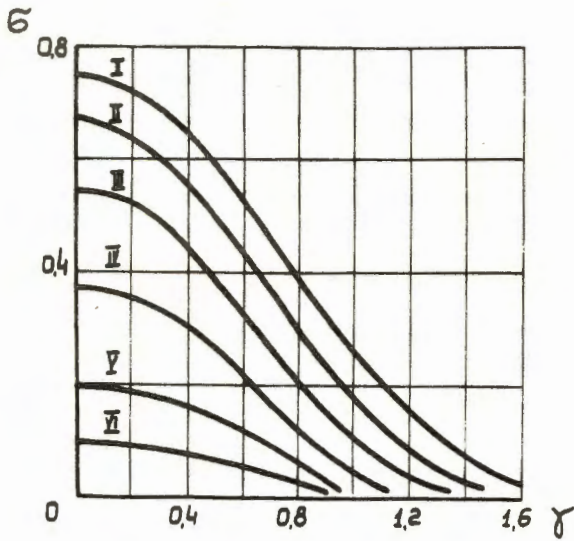


Рис. 3. Расчетная зависимость коэффициента захвата от параметра γ для различных значений α .

I $\alpha = 1,0$ II $\alpha = 0,8$ III $\alpha = 0,6$ IV $\alpha = 0,4$
 V $\alpha = 0,2$ VI $\alpha = 0,1$.

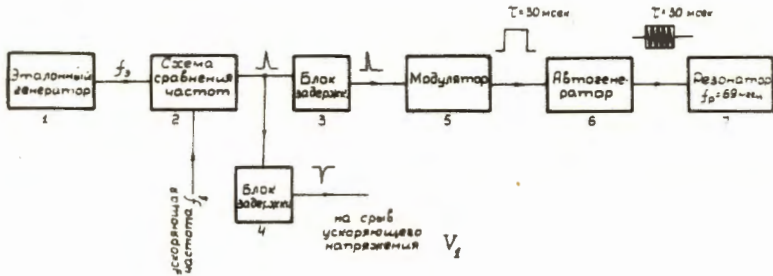


Рис. 4. Блок-схема системы кратного ускорения.

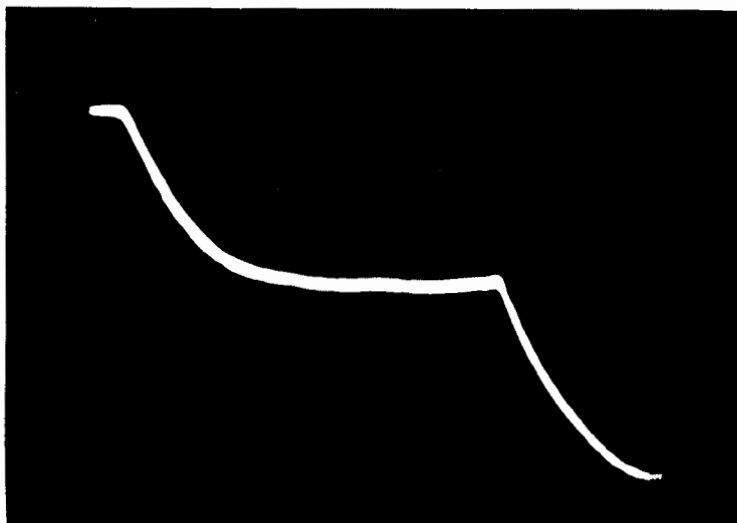


Рис. 5 а, б. Осциллограмма сигнала захвата протонов в режим кратного ускорения для случая $q = 19$, $V_p = 35$ кВ и $W = 3,5$ Бэв.
 а) Сцинтилляционная мишень с ФЭУ. Длительность развертки - 30 мсек.
 б) Индукционные электроды. Длительность развертки - 30 мсек.

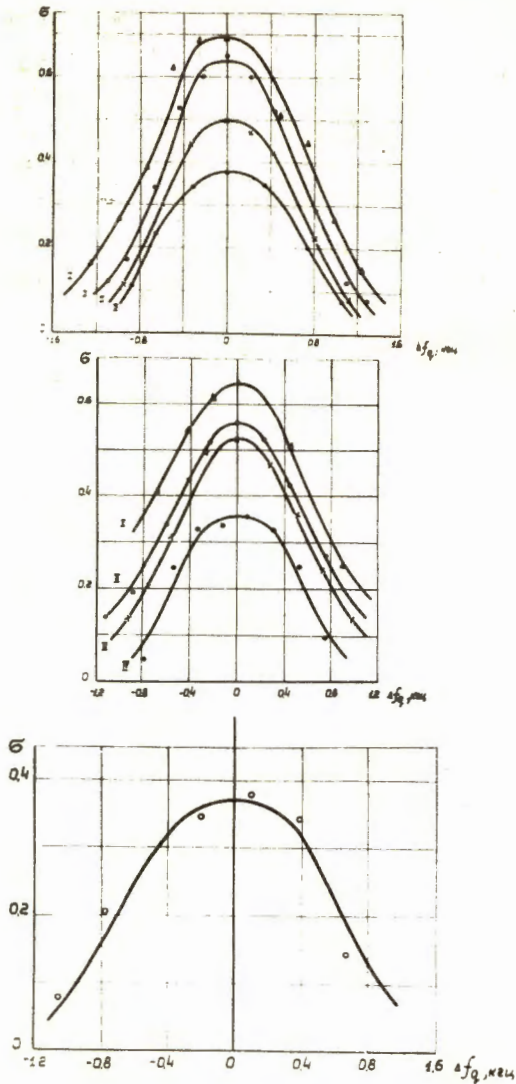


Рис. 6а, б, в. Экспериментальная зависимость коэффициента захвата от величины отклонения основной ускоряющей частоты от кратного соотношения для различных значений напряжения и энергии сгустка.

а) $q = 50$, $W = 2,2$ Бэв и $I_2 = 1380$ кгц.
 I. $V_p = 50$ кв. II. $V_p = 42$ кв. III. $V_p = 35$ кв. IV. $V_p = 26$ кв.

б) $q = 49$, $W = 3,5$ Бэв и $I_2 = 1408$ кгц.
 I. $V_p = 50$ кв. II. $V_p = 42$ кв. III. $V_p = 35$ кв. IV. $V_p = 26$ кв.

в) $q = 48$, $W = 10$ Бэв, $I_2 = 1437,5$ кгц и $V_p = 50$ кв.

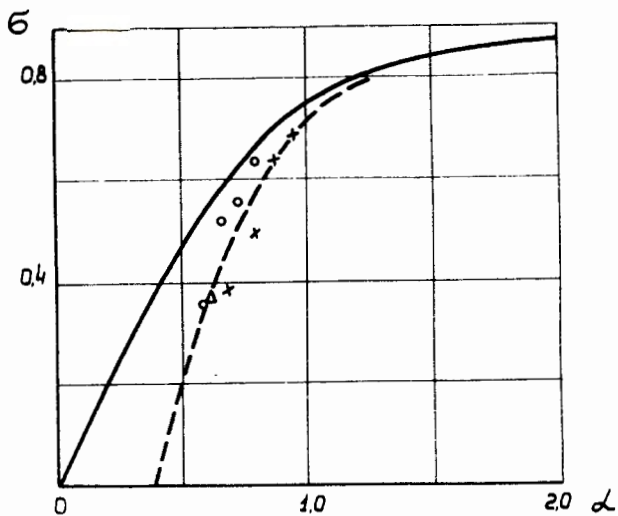


Рис. 7. Сравнение экспериментальных результатов (пунктирная кривая) с расчетной зависимостью $\sigma(\Delta)$ для случая $\gamma = 0$ (сплошная кривая).

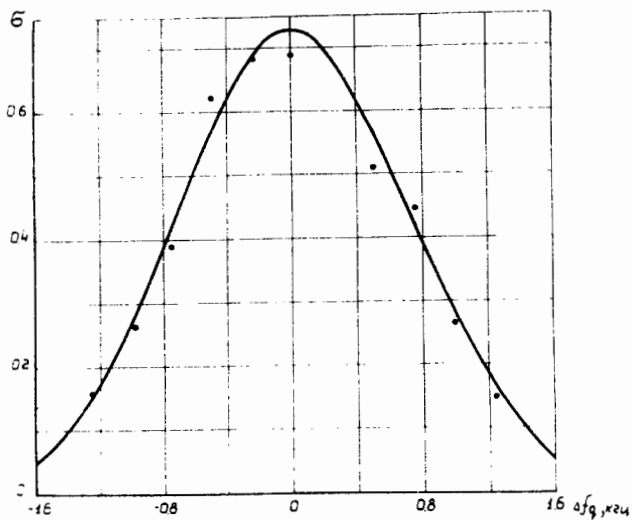


Рис. 8. Зависимость коэффициента захвата от величины отклонения частоты от кратного соотношения для случая $q = 50$, $W = 2,2$ Бэв, $V_p = 50$ кв. (сплошная кривая - расчетная).