

24/4-72

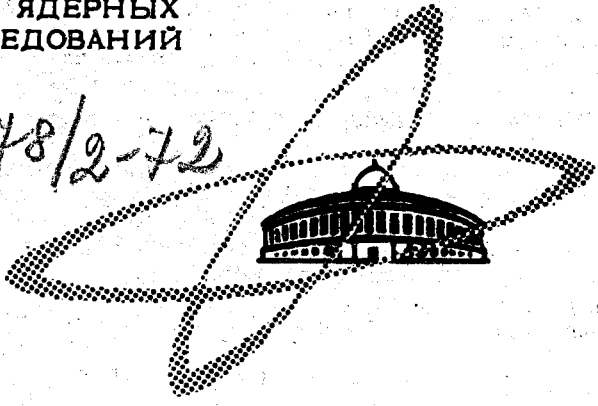
Г-42

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

1378/2-72

P9 - 6252



Ханс-Ульрих Герш

МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ ПУЧКА
С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАТОРА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

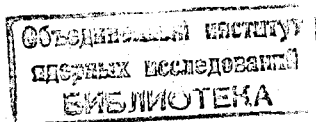
1972

P9 - 6252

Ханс-Ульрих Герш

МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ ПУЧКА
С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАТОРА

Направлено в ЖТФ



1. Введение

Физические эксперименты в диапазоне энергий 20–50 Мэв часто требуют более высокой степени моноэнергетичности пучка частиц, чем дает обычный циклотрон. Самый простой метод улучшения моноэнергетичности выведенного из циклотрона пучка – использование магнитного анализатора. В настоящее время уже получено разрешение $\frac{\Delta E_p}{E_p} \sim 10^{-4}$. Однако метод связан со значительной потерей интенсивности пучка частиц.

Существует возможность монохроматизации пучка без потерь коррекцией отклонения энергии частиц при помощи добавочного резонатора. Частицы пучка разделяются по энергиям внутри резонатора, как во времени ^{/1/}, так и в пространстве ^{/2/}. Временное разделение частиц разных энергий в резонаторе подробно обсуждалось в ^{/3–5/}. При помощи этого метода планируется получить энергетический разброс пучка $\frac{\Delta E_p}{E_p} \sim 4 \cdot 10^{-4}$. С другой стороны, пространственное разделение частиц разных энергий обсуждалось в связи с монохроматизацией пучка линейного ускорителя ^{/2/} до $\frac{\Delta E_p}{E_p} \sim 10^{-2}$.

В настоящей работе исследованы возможности последнего метода для получения существенно большего энергетического разрешения

($\frac{\Delta E_p}{E_p} \approx 2 \cdot 10^{-4}$), если начальный пучок уже имеет $\frac{\Delta E_p}{E_p} \approx 2 \cdot 10^{-3}$, как, например, в случае изохронных циклотронов, для которых улучшение моноэнергетичности на порядок означает существенное расширение экспериментальных возможностей ускорителя. С другой стороны, интересно обсудить возможности использования метода для монохроматизации пучков классических циклотронов, имеющих $\frac{\Delta E_p}{E_p} \approx 10^{-2}$.

2. Принцип монохроматизации

Ионнооптическая система, состоящая из анализатора высокой дисперсии и резонатора, показана на рис. 1. Начальный пучок характеризуется горизонтальным эмиттансом $\epsilon_i = \xi_i \xi'_i$, разбросом по импульсу $2\Delta_i$; и длительностью импульса $2\theta_i$. Поэтому начальные параметры частиц лежат в следующих пределах:

$$\begin{aligned} -\xi_i < x_i < \xi_i & \quad -\theta_i < \nu_i < \theta_i \\ -\xi'_i < x'_i < \xi'_i & \quad -\Delta_i < \delta_i < \Delta_i \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x и x' — отклонение траектории частиц от главной траектории и его первая производная в декартовой системе координат, ν — временная координата частицы по отношению к середине сгустка и $\delta = \frac{\Delta p}{p}$ — относительное отклонение импульса от среднего.

Система высокой дисперсии $D = \Delta x \frac{p}{\Delta p}$ может быть описана матрицей полного преобразования системы $\sqrt{6}$, которая в точке фокуса внутри резонатора для горизонтального направления имеет следующий вид

^{x/} Индекс i относится к началу системы, индекс f — к концу.

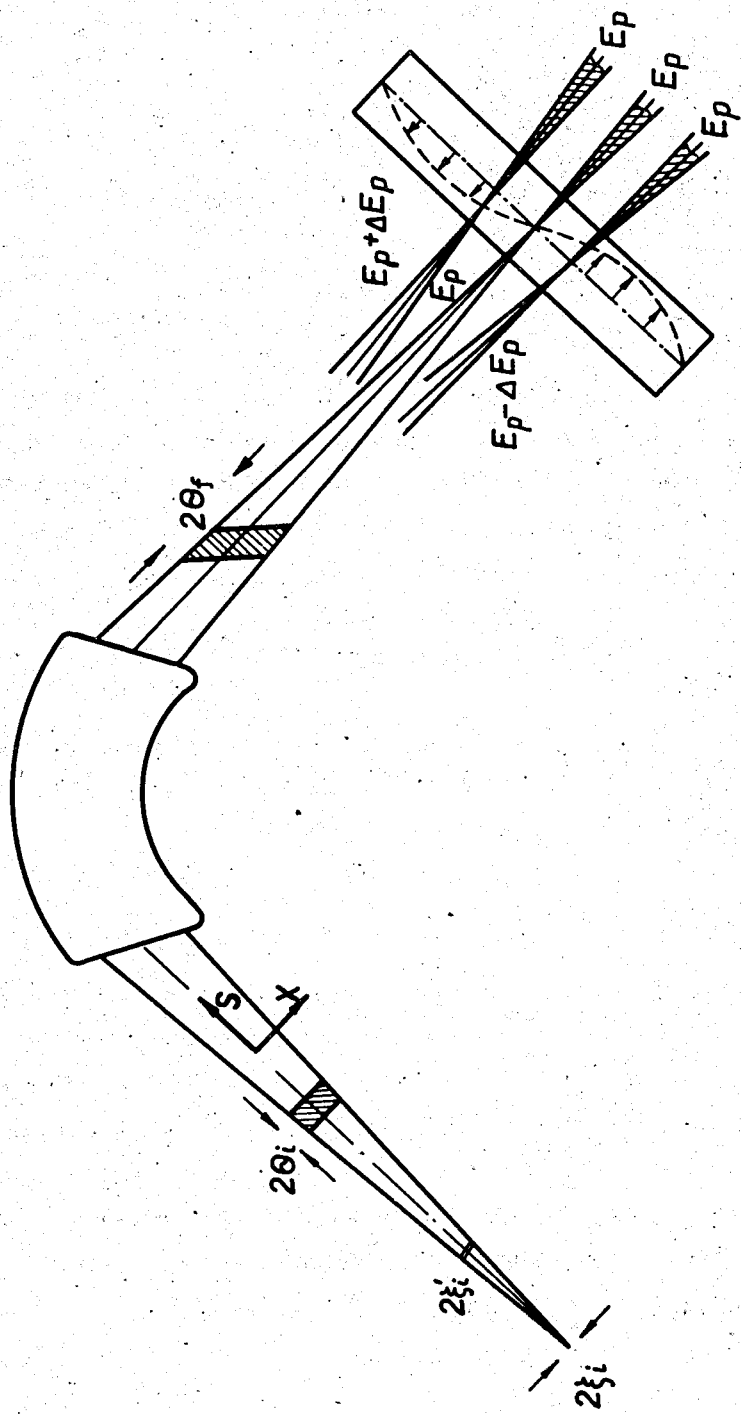


Рис. 1. Принципиальная схема монохроматора.

$$\begin{bmatrix} x_f \\ x'_f \\ \delta_f \\ \ell_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C & S=0 & D & 0 \\ C' & S' & D' & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \rho & \sigma & r & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_i \\ x'_i \\ \delta_i \\ \ell_i \end{bmatrix} ; \quad C \cdot S' = 1, \quad (2)$$

ℓ - разница между длинами траектории частицы и главной траектории. Разница во времени между частицей, начинающей движение по главной траектории во время $t = 0$, и другой частицей, стартующей из начала системы во время $t = \nu_i$ с координатой x_i под углом x'_i , имеет вид:

$$\nu_f = \nu_i + \frac{1}{\beta c} (\delta_i (r - L) + \rho x_i + \sigma x'_i), \quad (3)$$

где L - длина системы, βc - скорость частиц. Из матричной теории^{/7/} следует $\rho = CD' - C'D$ и $\sigma = -S'D$. x_f - координата частицы на конце системы определяется в первом порядке как

$$x_f = C x_i + D \delta_i. \quad (4)$$

Увеличение в x -направлении дается величиной $M_x = C$. Наиболее целесообразно использовать в качестве системы высокой дисперсии систему с увеличением $C = 1$ (обозначенным индексом "1"), полученным, например, в антисимметричной системе, свойства которой достаточно изучены (например,^{/8/}). В такой системе дисперсия может регулироваться с помощью изменения фокусных расстояний в начале и на конце. В хорошем приближении справедливо уравнение

$$D = D_1 M_x ; \quad \sigma = -D_1. \quad (5)$$

Самый простой способ коррекции частиц разных энергий в пучке - это применение прямоугольного резонатора с типом высокочастотных колебаний (H_{201}). На рис. 2 показан резонатор с размерами a , b и d . Напряженность электрического поля в средней плоскости ($z=0$) такого резонатора есть функция времени и расстояния траектории от оси пучка в x -направлении

$$E_y = E_{y0} \sin \frac{2\pi x}{a} \cos \frac{2\pi t}{T} \quad (6)$$

Длина волны колебаний λ связана с периодом T формулой

$$\lambda = cT, \quad (7)$$

а с размерами резонатора формулой -

$$\left(\frac{2}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{2}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{d}\right)^2. \quad (8)$$

Если пучок в резонаторе лежит в области линейной зависимости, то

$$V = V_0 \frac{2\pi x}{a} \cos \frac{2\pi t}{T}, \quad (9)$$

где V_0 - максимальная амплитуда высокочастотного напряжения между стенками резонатора.

Прохождение частиц должно иметь место во время максимального напряжения. Компенсация энергетического отклонения δ , достигается, если на координате прохождения частиц через резонатор $x_f = D\delta$, напряжение в резонаторе $V = -\Delta E_p$. Отсюда следует (без учёта времени пролета частиц в резонаторе) условие компенсации

$$DV_0 = -\frac{E_p a}{\pi}. \quad (10)$$

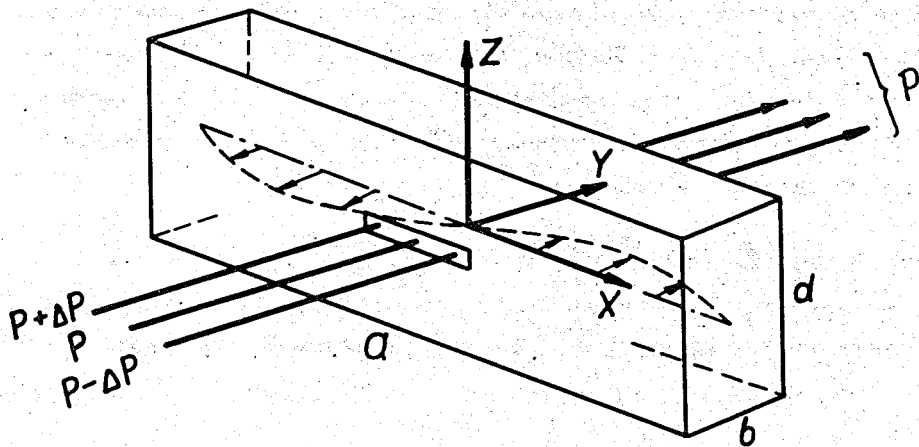


Рис. 2. Схема резонатора с характером колебаний (H_{201}).

Легко видеть основное ограничение: чтобы дисперсия анализатора и напряжение в резонаторе были не слишком велики, необходимо ограничить размеры резонатора и, следовательно, длину волны λ . Если использовать оценку для длины волны $\lambda = a$ (см. формулу (22)), то приблизительно будет справедливо соотношение:

$$DV_0 \approx -0.3 E_p \lambda \quad (11)$$

Дисперсия анализатора $D \approx 100$ м еще технически реальна, как будет показано в приложении. Это значит, что при энергии $E_p = 40$ Мэв максимальное напряжение в резонаторе составляет $V_0 = 240$ кв при длине волны $\lambda = 2$ м. Однако нижний предел длины волны и связанных с этим размеров резонатора дается из условия, что компенсация энер-

В дальнейшем нас будет интересовать только абсолютная величина дисперсии и амплитуды напряжения.

гии частиц возможна только в течение той части периода T синусоидального напряжения в резонаторе, где напряжение несущественно отличается от максимального. При использовании только первой гармоники напряжения в резонаторе и длительности сгустка в несколько наносекунд такой предел высок и ведет к слишком большим величинам дисперсии или напряженности в резонаторе, соответственно формуле (11). Поэтому необходимо добавить третью гармонику напряжения в резонаторе, значит,

$$E_y(x, t) = E_{01} \sin \frac{2\pi x}{a} \cos \frac{2\pi t}{T} + E_{03} \sin \frac{6\pi x}{a} \cos \frac{6\pi t}{T} \quad (12)$$

и в линейной области зависимости напряжения от x

$$E_y(x, t) = E_{01} \frac{2\pi x}{a} \left(\cos \frac{2\pi t}{T} + 3 \frac{E_{03}}{E_{01}} \cos \frac{6\pi t}{T} \right). \quad (13)$$

Оптимальные условия можно найти только при детальном расчётах. Дополнительная энергия, которая приобретается частицей в резонаторе, зависит от времени пролета следующим образом:

$$\delta E_p = \int_{-b/2}^{b/2} E_y(x, t) dy = \beta c \int_{t_f - b/2c\beta}^{t_f + b/2c\beta} E_y(x, t) dt. \quad (14)$$

В результате этого частица с начальными параметрами x_1 , x'_1 , v_1 , δ_1 имеет после резонатора относительное отклонение импульса

$\delta_f = \delta_1 + \frac{\delta E_p}{2E_p}$ и при интегрировании (14) получаем

$$\delta_f = \delta_1 + \frac{E_{01}}{E_p} \frac{\beta \lambda x_1}{a} \sin \Omega \left(\cos \omega + \nu \cos 3\omega \right), \quad (15)$$

где

$$\Omega = \frac{\pi b}{\beta \lambda}, \quad \omega = \frac{2\pi v_f}{T}, \quad \lambda = cT, \quad \nu = \frac{E_{03} \sin 3\Omega}{E_{01} \sin \Omega}.$$

Величина δ_f не может быть равна нулю одновременно для всех начальных условий частиц. Значит, достигнуть полной компенсации энергетического разброса невозможно.

Предположим, что начальные параметры в области, которая дана выражениями (1), распределены равномерно. Тогда из выражения (15) найдем распределение частиц по относительному импульсу δ_f , которое будет характеризовать достижимую степень монохроматизации пучка. Свободные параметры ν и ω должны быть выбраны так, чтобы ширина распределения величины δ_f была минимальна.

Распределение величины δ_f зависит от $\delta_{i1}, x_f(x_i, \delta_i)$ и $\omega(\nu, \delta_i, x_i, x'_i)$, которое определяется уравнением (15). Сначала нас интересует плотность распределения величин $F(\omega) = \cos \omega + \nu \cos 3\omega$ в уравнении (15). Зависимость функции $F(\omega)$ показана на рис. 3а для $\nu = -0,2$, которое выбрано из условия оптимизации степени разрешения системы. В случае, когда увеличение длительности сгустка в формуле (3) вследствие разброса начальных углов $x'/2\xi'_i$ имеет величину начальной длительности сгустка $2\theta_i$, получаем треугольное распределение частиц в зависимости от ω с полушириной $\frac{4\pi\theta_i}{T} = \frac{4\pi\sigma\xi'_i}{\beta c T}$. Как показано на рис. 3б, плотность распределения частиц вдоль функции $F(\omega)$, обозначенная через $\rho(F)$, еще приблизительно постоянна, если эта полуширина лежит в области $-1 < \omega < 1$. Отсюда следуют условия

$$2\theta_i \leq \frac{T}{\pi} \quad \xi'_i \leq \frac{\beta \lambda}{2\pi\sigma} \quad (16)$$

Пусть $F(\omega) = F_0 + \phi(\omega)$, тогда условие компенсации в нулевом приближении по $\phi(\omega)$ и x_i :

$$\frac{E_{01}}{E_0} \cdot \frac{\beta \lambda}{a} D F_0 \sin \Omega + 1 = 0 \quad (17)$$

^{x/} По сравнению с ним удлинение сгустка из-за начального разброса энергии и горизонтального размера щели мало.

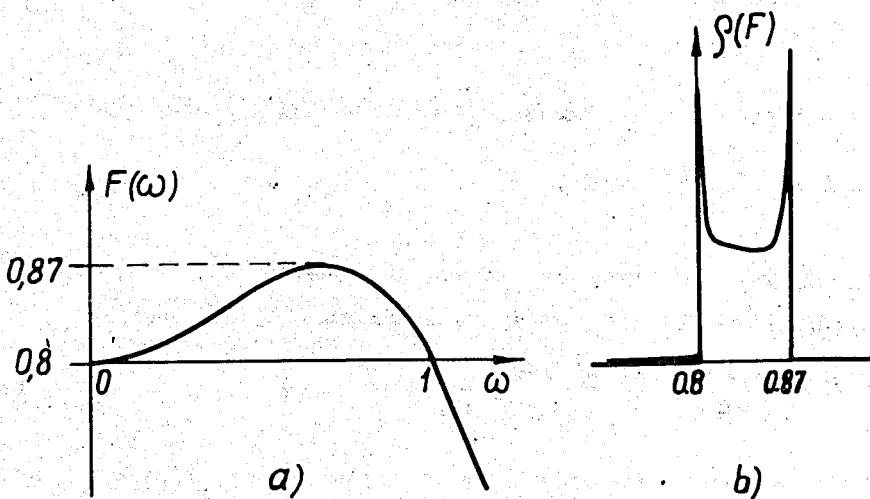


Рис. 3. Зависимость величины $F(\omega)$ для $\nu = -0,2$ и ее распределение в области $-1 < \omega < 1$.

Отсюда получаем формулу для максимальной амплитуды напряжения и дисперсии анализатора

$$V_{01} D = E_{01} b D = - \frac{E_p \sigma b}{\beta \lambda F_0 \sin \Omega} \quad (18)$$

Для малых величин Ω получим найденное ранее условие компенсации (10) без учета фактора F_0 , который характеризует эффект времени пролета в резонаторе x/λ . Однако достижение малой величины ω и связанной с этим малой длины резонатора b технически трудно осуществить из-за большой силы электрического поля в резонаторе. Эта величина очень влияет на мощность вч-генератора, который должен возбудить колебания в резонаторе:

x/λ В нашем случае $F_0 = 0,84$ и $-0,035 < \phi(\omega) < 0,035$ в интервале $-1 < \omega < 1$.

$$P = \frac{U \omega_0}{Q} = \frac{\pi \epsilon_0 c}{4} \frac{E_{01}^2 a b d}{\lambda Q}, \quad (19)$$

где U - полная энергия электромагнитного поля в резонаторе

$$U = \frac{\epsilon_0}{8} E_{01}^2 a b d, \quad (20)$$

Q - добротность резонатора (обычно получается 10^4), ω_0 - круговая частота $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$. Из условия компенсации (18) получаем

$$P = \frac{\pi \epsilon_0 c}{4Q} \frac{E_p^2 a^3 b d}{F_0^2 \beta^2 D^2 \lambda^3 \sin^2 \Omega}. \quad (21)$$

Минимум мощности в зависимости от длины резонатора лежит при $\Omega = 1,2$ ($b = \frac{1,2 \beta \lambda}{\pi}$). Однако величина $\Omega = 1,2$ не очень благоприятна для соотношения $\frac{E_{03}}{E_{01}}$ в формуле (15). Поэтому выбираем $\Omega = 1,36$ ($b = \frac{1,36 \beta \lambda}{\pi}$) и получаем для $\nu = -0,2$: $\frac{E_{03}}{E_{01}} = 0,24$. Соотношение между величинами a и λ зависит от выбора высоты резонатора d по формуле (8). Минимальная мощность при данной длине волны λ получается в случае

$$\lambda = d \quad a = \frac{2}{\sqrt{3}} \lambda = 1,15 \lambda. \quad (22)$$

При этом соотношении сторон резонатора получаем из (19)

$$V_{01} D = -0,65 E_p \lambda, \quad (23)$$

и в нашем случае ($\lambda = 2$ м, $E_p = 40$ МэВ) $V_{01} D = 52$ мв.м.

При использовании анализатора с $D = 100$ м напряжение первой гармоники $V_{01} = 520$ кв, а третьей гармоники - $V_{03} = 140$ кв. Это соответствует при длине резонатора $b = 26$ см напряженности электрического

поля основной гармоники $E_{max} \approx 20$ кв/см и мощности вч-генератора $P \approx 400$ квт.

Учитывая условие компенсации (18) для распределения частиц по импульсам за резонатором, получаем в первом порядке по $\phi(\omega)$ и x_1 следующее выражение:

$$\delta_f = \frac{E_{01} \beta \lambda}{E_p \sigma} \sin \Omega (F_0 M_x x_1 + D \delta_f \phi(\omega)) = \frac{x_1}{D_1} + \frac{\delta_f \phi(\omega)}{F_0} \quad (24)$$

В предположении равномерного распределения частиц в областях (1) конечная полуширина распределения импульса частиц определяется как

$$2 \Delta_f = 2 \frac{\xi_1}{D_1} + \frac{\Delta_f \phi_{max}}{F_0} \quad (25)$$

Если первоначальный разброс энергии (характеризуемый величиной Δ_f) достаточно мал, то получаем для ограничения начальной ширины щели условие

$$\xi_1 \leq D_1 \Delta_f \quad (26)$$

Комбинация условий (16) и (26) ведет к верхней границе используемого эмиттанса

$$\epsilon_1 = \xi_1 \xi_1' < \frac{\Delta_f \beta \lambda}{2\pi} \quad (27)$$

В рассматриваемом примере ($\lambda = 2$ м, $\beta = 0,3$, $\Delta_f = 0,5 \cdot 10^{-4}$) максимально допустимый эмиттанс $\epsilon_1 \sim 5$ мм·мрад и сгустки частиц максимальной длины $2\theta_1 \approx 2$ нсек. Такие величины горизонтального эмиттанса и длины импульса можно получить в современных изохронных циклотронах /9/.

Выбор ширины входной щели $2\xi_1$ и максимального угла ξ'_1 определяется по формулам (28) и (16) дисперсией D_1 антисимметричного анализатора. Если взять дисперсию системы $D_1 = 67$ м, которую можно получить в анализаторе с радиусом кривизны $\rho_0 = 1,3$ м, и, как показано в приложении, выбрать расстояние до конечного фокуса, соответствующее увеличению $M_x = 1,5$, то ширина первоначальной щели $2\xi_1 = 6$ мм и $\xi'_1 = 1,5$ мрад.

3. Свойства пучка частиц за монохроматором

За монохроматором пучок характеризуется шириной $2\xi_f = 2D\Delta_f$, угловым отклонением $\xi'_f = \frac{\xi'_1}{M_x}$, а также разбросом импульса $2\Delta_f = \frac{2\xi_1 M_x}{D}$. Поэтому эмиттанс в горизонтальной плоскости за монохроматором $\epsilon_f = \xi_f \xi'_f = \epsilon \frac{\Delta_f}{\Delta_1}$ изменяется обратно пропорционально разбросу энергии пучка. Это ведет к верхней границе используемого энергетического разброса, лежащего приблизительно на порядок выше планируемого разрешения пучка. В таком случае горизонтальный эмиттанс изменяется от $\epsilon_f = 5$ мм.мрад до $\epsilon_f = 50$ мм. мрад, но вертикальный эмиттанс в процессе монохроматизации не меняется.

При использовании дисперсии анализатора $D = 100$ мм в нашем примере ширина пучка в резонаторе $2\xi_f \approx 10$ см. Как уже предполагалось в формулах (9) и (13), в этой области зависимость напряжения от x еще достаточно линейна.

Даже малая ширина пучка в резонаторе по сравнению с длиной волны дает возможность работать резонатором половинного размера и типом волны H_{101} , если пучок частиц проходит резонатор вдоль стены, как показано на рис. 4. Преимущество - меньшая мощность вч-генератора (в нашем примере $P \approx 200$ квт). С этими эмиттансами можно проводить ряд современных ядерных экспериментов, так как возможно по-

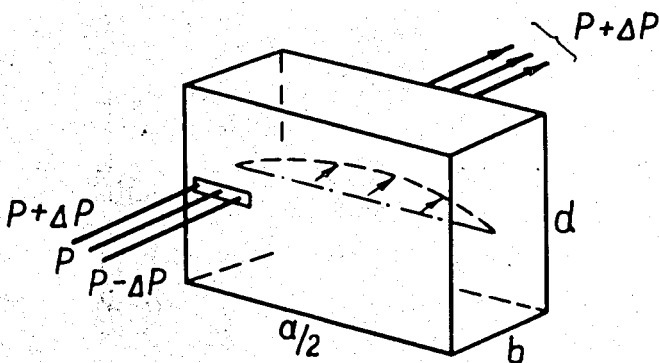


Рис. 4. Принцип использования резонатора с характером колебаний H_{10}

лучить на расстоянии 1 м за фокусирующей линзой кроссовер пучка размером в несколько мм.

Следует заметить, что импульсные характеристики в процессе монохроматизации мало изменяются; это важно для проводимых кратковременных экспериментов. Используя малую длительность импульса, уменьшение горизонтального эмиттansa может быть получено методом, описанным в работе *Ohkuba* ^{12/}. Это достигается при помощи вспомогательной системы, которая состоит из отклоняющего магнита и резонатора с соответствующим удлинением сгустка (дебанчировка).

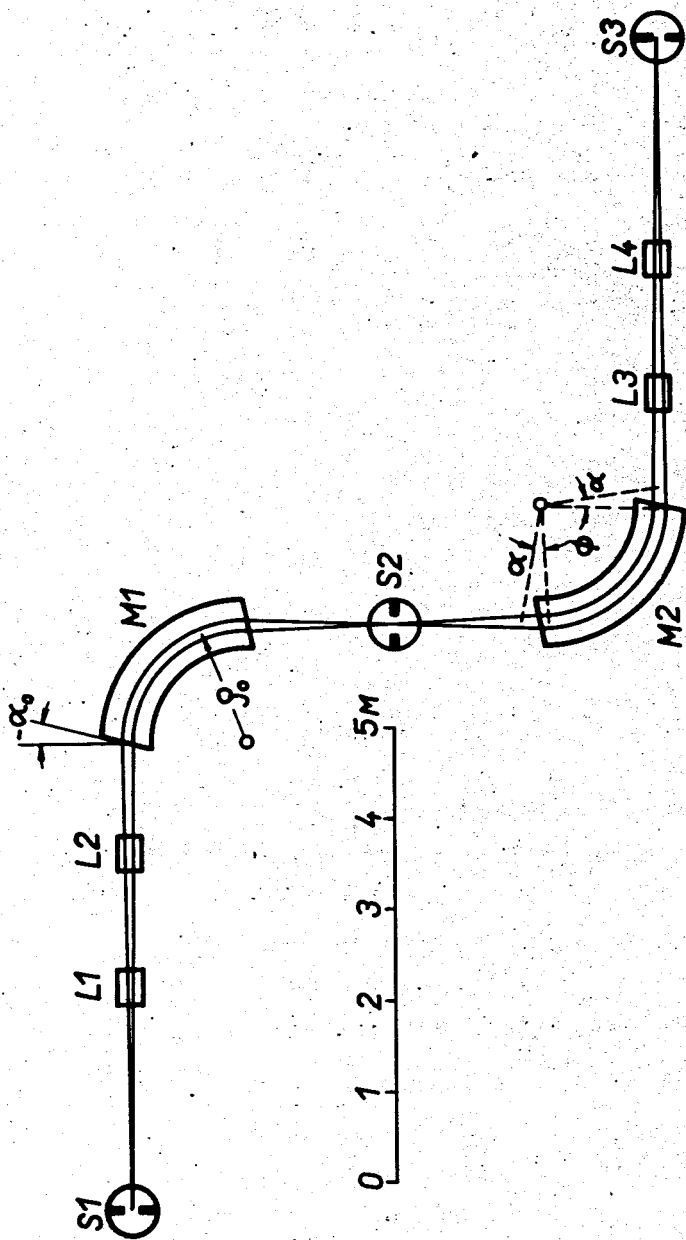


Рис. 5. Анализирующая система со средним радиусом отклоняющих магнитов $\rho_0 = 1,3$ м и полными углами отклонения $\phi + 2\alpha = 88,8^\circ$.

4. Заключение

Описанный метод монохроматизации пучка с помощью системы, состоящей из анализатора и резонатора, пригоден для пучков частиц с малым горизонтальным эмиттансом $\epsilon_1 \lesssim 5$ мм·мрад, энергетическим разбросом $\frac{\Delta E_p}{E} < 2 \cdot 10^{-3}$ и коротким сгустком $2\theta \lesssim 2$ нсек. Отсюда следует, что этот метод для классических циклотронов типа У-120 не годится. В то же время параметры пучка изохронного циклотрона У-120М^{/9,10/}, разрабатываемого в ОИЯИ (Дубна) на базе классического циклотрона У-120, приблизительно удовлетворяют требуемым условиям.

Анализатор системы с дисперсией $D_1 = 67$ м можно применять без резонатора для экспериментов с очень высоким разрешением по энергии (при ширине щелей 1 мм: $\frac{\Delta E_p}{E_p} \sim 0,4 \cdot 10^{-4}$), которое в области энергий частиц, превышающих энергию обычных тандем-генераторов, очень желательно. Однако использование анализатора без резонатора связано с потерями частиц пучка, которых можно избежать только для специальных экспериментов путем использования принципа согласования дисперсии (*dispersion matching*)^{/11/}.

Предложенный метод монохроматизации можно сравнить с методом Басаргина^{/3-5/}, имеющим почти такие же величины начального и конечного энергетического разброса. Радиусы главных траекторий в магнитах $\rho_0 = 1,3$ м и 2 м, соответственно. Последний метод позволяет использовать большой начальный эмиттанс $\epsilon_1 \sim 30$ мм·мрад (в нашем случае 5 мм·мрад) и меньшую амплитуду напряжения резонатора $V_0 = 150$ кВ (в нашем случае $V_0 = 500$ кВ), однако, он требует меньшей длины сгустка $2\theta_1 \lesssim 1$ нсек (в нашем случае ~ 2 нсек). Поэтому выбор метода монохроматизации резонатором зависит прежде всего от свойств имеющегося в наличии пучка частиц. Однако надо учитывать также необходимые затраты по сооружению установок. Представляется, что магнитная система в методе Басаргина существенно сложнее, и не так просто ис-

пользовать ее в качестве анализатора высокого разрешения без резонатора, потому что изменить градиент магнитного поля будет, по-видимому, трудно. Кроме того, требование на стабильность между фазами вч-напряжения резонатора и циклотрона в методе Басаргина, по крайней мере, в три раза более жесткое, чем в предлагаемом нами.

Приложение

Величина дисперсии $D_1 = 67$ м достигается относительно простой антисимметричной системой (рис. 5), состоящей из двух отклоняющих магнитов ($\theta = 90^\circ$, $\eta = 0$) и четырех магнитных квадрупольных линз. Параметры, характеризующие систему, представлены в таблице 1. При эмиттансе пучка в начале анализатора

в z - направлении: $\epsilon_z = 2,6$ мм \cdot 3 мрад

и в x - направлении: $\epsilon_x = 3,3$ мм \cdot 1,5 мрад,

наибольший размер пучка между полюсами составляет 40 и 110 мм (в вертикальном и горизонтальном направлениях, соответственно).

Аберрации второго порядка были сведены до минимума использованием программы для расчёта ионооптических систем транспортировки пучка SY52 (ОИЯИ, Дубна) путем соответствующего выбора параметров γ и α_0 . При таком эмиттансе эффект аберрации ведет к увеличению фокуса на 0,2 мм в x - направлении, поэтому для системы анализатора можно получить энергетическое разрешение $\frac{\Delta E_p}{E_p} \approx 0,4 \cdot 10^{-4}$ при ширине щелей 1 мм. Для достижения такого хорошего разрешения надо соблюдать допуски на величину поля магнитов $\pm 10^{-5}$ и на угол выхода $\pm 0,5^\circ$.

Увеличение дисперсии до $D = 100$ м возможно при удлинении расстояния L4-S3 (421 см). Градиенты линз L3 и L4 выбираются так, чтобы на конце системы получить фокус (L3 : 53 э/см; L4 : 240 э/см).

Эта дисперсия связана с увеличением $M_x = 1,5$, означающим, что шель шириной 6 мм просцируется на резонатор шириной 9 мм. Эффекты аббераций не превышают 1 мм и не играют роли.

Литература

1. Французский патент №1205220, опубликован 1.11.1960.
2. M.Okubo. Nucl.Instr.Meth., 74 (1969) 233.
3. Ю.Г. Басаргин и др. Препринт ИАЭ-1898, Москва, 1969.
4. Ю.Г. Басаргин. ЖТФ, 39, 2247 (1969).
5. Ю.Г. Басаргин и др. АЭ, 29, 2; 113 (1970).
6. K.G.Steffen. High Energy Beam Optics, N.York-London-Sydney, 1965.
7. Ю.Г. Басаргин. ЖТФ, 39, 241 (1969).
8. H.U.Gersch. Particle Accelerator Conference, Chicago, March 1971.
9. Ю.Г. Аленицкий и др. Препринт ОИЯИ, 9-5292, Дубна, 1970.
10. Материалы рабочего совещания по изохронному циклотрону У-120М, Дубна, Р9-5498, 1971.
11. V.L.Cohen. Rev.Sci.Instr., 30 (1959) 415.
12. C.M.Braams. Nucl.Instr.Meth., 26 (1964) 83.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 января 1972 года.

Таблица 1

Параметры антисимметричной системы анализатора

1	2	3	4
Параметр	Наименование	Величина	
Отклоняющие магниты	$h_{\theta} = \frac{p}{v p_{\theta}}$ $\phi = \frac{p_{\theta}}{h_{\theta}} \frac{\partial h}{\partial z}$ $r = \frac{p_{\theta}}{h_{\theta}} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2}$	<p>Магнитное поле вдоль главной траектории постоянного поля магнита ¹⁾ для протонов энергии 40 Мэв</p> <p>Угол отклонения в этой области ¹⁾</p> <p>Градиент первого порядка в этой области ²⁾</p> <p>Градиент второго порядка в этой области ²⁾</p> <p>Краевое поле относительно поля Роговского ¹²⁾, учитывающее магнитную пробку (field clamp)</p> <p>Расстояние между полюсами</p> <p>Длина краевого поля ¹⁾/8/</p> <p>Угол отклонения в краевом поле ¹⁾</p> <p>Угол входа или выхода ^{1,2)}</p> <p>Полное отклонение в поле магнита</p> <p>Угол между крайями магнита</p>	$p_{\theta} = 1,3 \text{ м}$ $h_{\theta} = 7,04 \text{ кэ}$ $1,4 \text{ рад} \approx 80,3^{\circ}$ 0 $-0,408$ см, /8/ $4,3 \text{ см}$ 28 см $0,074 \text{ рад} \approx 4,23^{\circ}$ $-0,233 \text{ рад} \approx -13,35^{\circ}$ $1,55 \text{ рад} \approx 88,8^{\circ}$ $1,5 \text{ рад} \approx 86^{\circ}$
Линзы	l l_{θ}, l_{ϕ} $L1, L4$ $L2, L4$	<p>Длина линз</p> <p>Эффективная длина линз</p> <p>Градиент магнитного поля линз для протонов с энергией $E_p = 40 \text{ Мэв}$ (положительный при фокусировке в Z -направлении)</p> <p>(Краевое поле относительно прямоугольной модели линз апертуры = 10 см)</p>	35 см $49,4 \text{ см}$ 286 э/см 47 э/см
Расстояния	$S1-L1, L4-S3$ $L1-L2, L3-L4$ $L2-M1, M2-L3$ $M1-S2, S2-L3$	<p>¹⁾</p>	226 см 114 см 103 см 162 см

1) Определение параметров представлено на рис. 5.

2) Определение параметров можно найти в работе /6/.