

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Т.А.Всеволожская, Б.И.Гришанов, Я.С.Дербенёв,
Н.С.Диканский, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук,
Д.В.Пестриков, Г.И.Сильвестров, А.Н.Скринский

ИСТОЧНИК АНТИПРОТОНОВ ДЛЯ
УСКОРИТЕЛЬНО - НАКОПИТЕЛЬНОГО
КОМПЛЕКСА ИФВЭ

ПРЕПРИНТ 80-182



Новосибирск

ИСТОЧНИК АНТИПРОТОНОВ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО
КОМПЛЕКСА ИФВЭ

Т.А.Всеволожская, Б.И.Гришанов, Я.С.Дербенёв,
Н.С.Диканский, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук,
Д.В.Пестриков, Г.И.Сильвестров, А.Н.Скринский

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе описана схема накопления антипротонов с использованием электронного охлаждения. Накопление предполагается вести на энергии, примерно, 400 МэВ, отвечающей оптимуму скорости накопления с электронным охлаждением антипротонов. Особенно — стью накопителя антипротонов является наличие весьма длинных участков охлаждения (2 x 100 м), являющихся частью магнитной структуры накопителя. Замедление антипротонов от энергии конверсии 6 ГэВ до энергии накопления осуществляется специальным синхротроном-замедлителем.

В основном варианте схема обеспечивает скорость накопления $3,6 \cdot 10^7$ \bar{p} /сек. Обсуждаются улучшения схемы, позволяющие достичь скорости накопления более 10^9 \bar{p} /сек.

С учетом параметров охлажденного пучка, при накоплении 10^{11} антипротонов светимость УНК составит $3 \cdot 10^{30}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ на энергии 3 ТэВ.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	стр.
I. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ СХЕМЫ НАКОПЛЕНИЯ.....	3
II. КОНВЕРСИЯ ПРОТОНОВ В АНТИПРОТОНЫ.....	5
II.1. Конверсионная система.....	9
III. СКОРОСТЬ НАКОПЛЕНИЯ АНТИПРОТОНОВ.....	10
IV. ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ.....	12
V. НАКОПИТЕЛЬ-ОХЛАДИТЕЛЬ.....	13
V.1. Схема накопителя-охладителя.....	13
V.2. Ввод антипротонов на участок охлаждения.....	14
V.3. Динамика антипротонов на участке охлаждения.....	17
V.4. Выбор параметров накопителя-охладителя. Оценка скорости накопления.....	23
V.5. Магнитная структура накопителя-охладителя...	27
V.6. Время жизни антипротонов в накопителе.....	28
V.7. Фазовый объем накопленных антипротонов. Светимость. Время существования светимости.....	29
V.8. Охлаждение протонов.....	32
VI. СИНХРОТРОН-ЗАМЕДЛИТЕЛЬ.....	33
VI.1. Магнитная структура. Системы впуска и выпуска	33
VI.2. ВЧ-система синхротрона-замедлителя.....	37
VI.3. Магнит синхротрона-замедлителя.....	40
VII. ПЕРСПЕКТИВЫ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ АНТИПРОТОННОГО ИСТОЧНИКА. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СКОРОСТИ НАКОПЛЕНИЯ.....	41
VII.1. Система протонных каналов-задержек.....	41
VII.2. Магнитная дорожка-группирователь.....	45
VII.3. Каскадный конвертор.....	48
VII.4. Повышение скорости накопления за счет полного использования ускоренных протонов.....	49
VII.5. Повышение энергии инжекции в У-70.....	49
VII.6. Промежуток встречи в УНК с малой бета-функцией.....	50
VII.7. Электронное охлаждение протонных и антипротонных пучков в режиме встречи.....	51

УИ. СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ АНТИПРОТОННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	52
IX. НАКОПЛЕНИЕ АНТИДЕЙТОНОВ.....	53
Л И Т Е Р А Т У Р А	56

I. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ СХЕМЫ НАКОПЛЕНИЯ

Применение электронного охлаждения для накопления интенсивных пучков антипротонов наиболее эффективно в области энергий антипротонов порядка 0,5 ГэВ и ниже, когда достижимые времена охлаждения составляют еще единицы или десятки секунд ^{/1/}, а технические трудности представляются вполне преодолимыми (напряжение на высоковольтных устройствах системы электронного охлаждения порядка 250 кВ при токе пучка в сотни ампер и применении рекуперация энергии электронов). В то же время максимум выхода антипротонов, генерируемых на мишени пучком протонов с энергией 76 ГэВ, соответствует импульсу антипротонов примерно 6 ГэВ/с. Подобная ситуация диктует применение схемы накопления с предварительным замедлением антипротонов в специальном синхротроне и последующим охлаждением пучком электронов ^{/2/}. Как будет показано ниже, такая схема не уступает по скорости накопления первоначально предлагавшейся схеме с охлаждением на энергии антипротонов порядка 1 ГэВ ^{/3/}, но в то же время технически значительно проще.

Синхротрон-замедлитель должен обладать достаточно большим акцептансом и специальной ВЧ-системой, позволяющей перед замедлением произвести так называемый "поворот в продольном фазовом пространстве" с целью уменьшения разброса по импульсу впущенных антипротонов ^{/4/}. Для этого сгустки протонов в основном синхротроне подвергаются перед выпуском той же операции в обратном направлении: специальная ВЧ-система возбуждает фазовое движение - поворот протонов, а выпуск производится через четверть периода фазового колебания, так что каждый протонный сгусток укорачивается, приобретая максимально допустимый разброс по импульсу.

Желание максимально использовать возможности электронного охлаждения неизбежно требует применения охлаждающих электронных пучков высокой интенсивности, пространственный заряд и ток которых вносят существенное возмущение в фокусирующую систему ускорителя. Не менее существенны возмущения, вносимые магнитным полем системы электронного охлаждения. Поэтому совмещение двух функций - замедления и охлаждения - в одном ускорителе-накопи-

теле представляется мало реальным и, во всяком случае, нецелесообразным. В то же время, накопитель с электронным охлаждением и фиксированными параметрами (поле, ток электронов, рабочая точка) позволит, по-видимому, использовать весьма интенсивные электронные пучки (см. раздел У).

Таким образом, схема накопления антипротонов в целом выглядит следующим образом:

- 1) ускорение протонов в синхротроне У-70 до энергии 70 ГэВ;
- 2) "поворот" - укорочение сгустков на 30-й гармонике (30 сгустков);
- 3) выпуск необходимого числа сгустков протонов на конвертор и инжекция антипротонов в синхротрон-замедлитель;
- 4) "поворот" - монохроматизация в замедлителе и замедление до энергии охлаждения;
- 5) переброс антипротонов в накопитель с электронным охлаждением (НАП);
- 6) охлаждение и удержание.

Схема источника антипротонов представлена на рис. I.

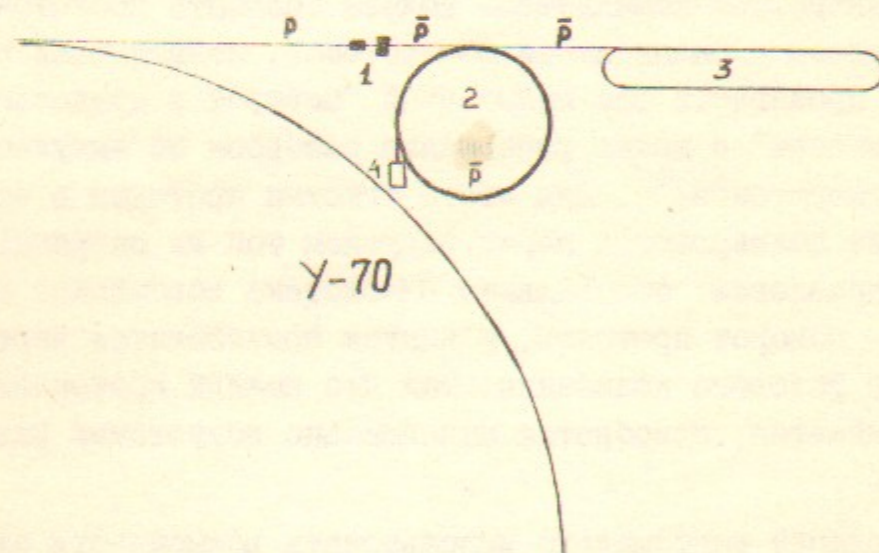


Рис. I. Схема источника антипротонов

1 - конверсионная система, 2 - синхротрон-замедлитель, 3 - накопитель-охладитель, 4 - протонный инжектор (разд. У.8)

Рассматриваемая схема позволяет при интенсивности протонов $5 \cdot 10^{13}$ за цикл достичь скорости накопления антипротонов порядка $5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$ или $3,5 \cdot 10^8$ частиц за цикл. При такой интенсивности

антипротонного пучка применение стохастического охлаждения, по имеющимся оценкам, становится неэффективным, т.к. скорость стохастического охлаждения, падающая обратно пропорционально числу частиц в охлаждаемом пучке, уже не позволяет получить достаточно малые времена охлаждения.

Повороты пучка в фазовом пространстве фактически играют ту роль, которая в проектах ЦЕРН и Фермилаб отводится первичному стохастическому охлаждению. Вместе с тем, если в результате развития метода стохастического охлаждения окажется возможным его эффективное применение при большом (10^9) числе частиц, этот метод можно будет использовать для первичного охлаждения антипротонов в синхротроне-замедлителе. При этом отпадет необходимость в высокой скважности протонных и, соответственно, антипротонных сгустков, однако останется задача собирания на орбите замедлителя антипротонов от всех протонов, ускоренных в У-70. Эта задача может быть решена с помощью перегруппировки протонов в один сгусток перед выпуском из У-70 и перехватом в сепаратрису I-й гармонике ВЧ (подробнее см. раздел IX "Накопление антидейтонов", ш. I-4).

Выбор схемы и параметров антипротонного источника, проведенные в настоящей работе, существенно зависят от характеристик протонного пучка, ускоренного в У-70. Поэтому окончательно такой выбор может быть сделан после запуска бустера и ускорения в У-70 протонов, инжектированных из бустера.

II. КОНВЕРСИЯ ПРОТОНОВ В АНТИПРОТОНЫ

Число антипротонов заданного интервала импульсов, захватываемых в акцептанс ξ , определяется сечением рождения антипротона $d\sigma/dp$ и эффективностью захвата F , зависящей от соотношения между акцептансом и эффективным эмиттансом антипротонного пучка, от степени использования протонов в мишени конечной длины и от поглощения в ней антипротонов. Сечение $d\sigma/dp$ связано с измеряемым экспериментально сечением $d^2\sigma/dp d\Omega$ соотношением:

$$\frac{d\sigma}{dp} \approx \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \overline{\langle \theta^2 \rangle}$$

где $\langle \theta^2 \rangle$ - средний квадрат угла рождения антипротонов с импульсом p :

$$\langle \theta^2 \rangle \approx \frac{2MM_{\pi}^2 c^2}{p^2} \quad (2.1)$$

M и M_{π} - массы антипротоны и пи-мезона.

Коэффициент захвата $k_{\bar{p}} = N_{\bar{p}}/N_p$ есть

$$k_{\bar{p}} = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp} \cdot F \cdot \Delta p \approx \frac{2\sqrt{2}MM_{\pi}^2 c^2}{\sigma_{in}} \cdot F \cdot \frac{\Delta p}{p} \cdot \left(p \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right), \quad (2.2)$$

где σ_{in} - сечение неупругого взаимодействия протона с ядрами мишени. Зависимость дифференциального сечения $(p \frac{d^3\sigma}{dp^3}, d\rho^2)$, от импульса антипротонов для протонов с энергией 70 ГэВ по данным /5,6/ в предположении симметрии лоренцовски-инвариантного сечения относительно $y=0$ в системе центра масс $p\bar{p}$ взаимодействия показана на рис.2.

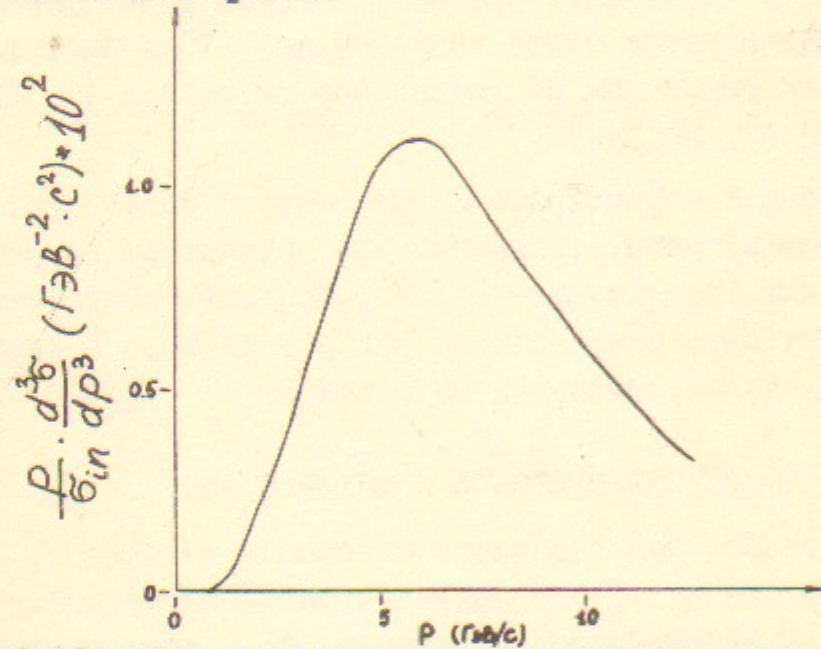


Рис.2. Сечение рождения антипротонов на взаимодействие при энергии протонов 70 ГэВ по данным /5,6/ в предположении симметрии сечения относительно $y_{ц.м.} p\bar{p} = 0$

Для достижения максимальной эффективности захвата в акцептанс ε форма и ориентация его фазовых эллипсов должна быть оптимально согласована с распределением антипротонов в фазовом пространстве. Среднеквадратичные характеристики распре-

ления антипротонов $\langle z^2 \rangle$, $\langle z\theta \rangle$ в зависимости от среднего квадрата угла рождения $\langle \theta^2 \rangle$ и длины мишени l , при близких друг другу значениях сечений поглощения протонов и антипротонов $\sigma_{in} \approx \bar{\sigma}_{in}$, равны

$$\langle z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle \theta^2 \rangle l, \quad (2.3)$$

$$\langle z\theta \rangle = \frac{1}{2} \langle \theta^2 \rangle l.$$

Эффективные значения эмиттанса антипротонного пучка $\varepsilon_{\bar{p}}$ и его бета-функции $\beta_{\bar{p}}$ в кроссовере, находящемся в середине мишени, составляют при этом:

$$\varepsilon_{\bar{p}} = \sqrt{\langle z^2 \rangle \langle \theta^2 \rangle - \langle z\theta \rangle^2} \approx \frac{\langle \theta^2 \rangle l}{2\sqrt{3}}, \quad (2.4)$$

$$\beta_{\bar{p}} = \sqrt{\varepsilon_{\bar{p}} / \langle \theta^2 \rangle} \approx \frac{l}{2\sqrt{3}}.$$

Значение эмиттанса при длине мишени, отвечающей максимуму выхода антипротонов в полный фазовый объем, равной длине поглощения λ , можно считать эффективным эмиттансом рождения антипротонов

$$\varepsilon_{\bar{p}}^0 \approx \frac{\langle \theta^2 \rangle \lambda}{2\sqrt{3}}. \quad (2.5)$$

Аналитическая оценка эффективности захвата в акцептанс ε , малый по сравнению с $\varepsilon_{\bar{p}}^0$ ($\varepsilon \ll \varepsilon_{\bar{p}}^0$), при условии равенства бета-функции акцептанса на мишени значению $\beta_{\bar{p}}$ и оптимальной длине мишени $l = l_{opt}$ дает:

$$F_{opt} \approx \frac{8}{3} \cdot \frac{\varepsilon \exp(-l_{opt}/\lambda)}{\langle \theta^2 \rangle (\lambda + l_{opt})} = \frac{8}{3} \cdot \frac{\varepsilon}{\langle \theta^2 \rangle \lambda} \cdot \chi. \quad (2.6)$$

Значение l_{opt} при этом есть

$$l_{opt} \approx 1.28 \lambda \sqrt{\frac{\varepsilon}{\langle \theta^2 \rangle \lambda} + \frac{3}{8} \frac{z_0^2}{\varepsilon \lambda}}, \quad (2.7)$$

z_0 - радиус протонного пучка в мишени.

Множитель

$$\chi = \frac{\exp(-l_{opt}/\lambda)}{1 + l_{opt}/\lambda}$$

равный I в пределе при $\varepsilon/\varepsilon_p^0 \rightarrow 0$, $z_0 = 0$, медленно меняется в интересующей нас области, и, таким образом, зависимость F от величины акцептанса и импульса антипротонов описывается, в основном, множителем $\varepsilon/(\lambda \langle \theta^2 \rangle)$.

Для очень малых ε ($\varepsilon < 0.1 \varepsilon_p^0$) условие равенства бета-функции акцептанса в середине мишени значению β_p оказывается далеким от оптимума. Одновременная оптимизация β и ℓ приводит к следующим выражениям для β_{opt} , $\ell_{opt}(\beta_{opt})$ и соответствующего им значения F :

$$\beta_{opt} \approx \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{R^{2/3}}{1 - \frac{4}{3\pi} R^{1/3}}, \quad (2.8)$$

$$\ell_{opt} \approx \frac{2\lambda}{\pi} \cdot \frac{R^{1/3}}{\left(1 - \frac{4}{3\pi} R^{1/3}\right)^2},$$

$$F_{max} = \frac{4\varepsilon \exp(-\ell_{opt}/\lambda)}{\langle \theta^2 \rangle \lambda} \cdot \left(1 - \frac{4}{3\pi} R^{1/3}\right)^3, \quad (2.9)$$

где
$$R = \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{\varepsilon}{\langle \theta^2 \rangle \lambda} + \frac{3}{8} \frac{z_0^2}{\varepsilon \lambda} \right).$$

В пределе при $R \rightarrow 0$ значение F_{max} отличается от F , определенного в (2.6) в 1,5 раза, однако, уже при $R \sim 10^2$ различие не превышает 10%. Условие "тонкости" протонного пучка, следующее из (2.7) и (2.9), имеет вид

$$z_0^2 \ll \frac{8}{3} \cdot \frac{\varepsilon^2}{\langle \theta^2 \rangle}. \quad (2.10)$$

Аналитические оценки эффективности захвата проводились без учета различия длин поглощения протонов и антипротонов ($\lambda_p \approx 1,4 \lambda_{\bar{p}}$ при импульсе антипротонов ~ 6 ГэВ/с), многократного рассеяния частиц в мишени, углового разброса в первичном протонном пучке, обусловленного конечным значением его эмиттанса. Учет этих факторов проводится при численном моделировании эффективности мишени методом Монте-Карло. На рис.3 приведена зависимость F от величины акцептанса для антипротонов с импульсом 6 ГэВ/с при импульсе протонов 76 ГэВ/с для бесконеч-

но тонкого протонного пучка и пучка с радиусом в середине мишени $z_0 = 0,045$ см ($\beta_p = 10$ см) при однородном распределении протонов по сечению пучка. Кривые 1 вычислены по (2.6), кривые 2 - результат численного моделирования.

Зависимость эффективности захвата F от бета-функции акцептанса на мишени, т.е. от углов собирания антипротонов (при оптимальных в каждом случае значениях ℓ), показана на рис.4 для случая $\varepsilon = 70$ мм.мрад.см.

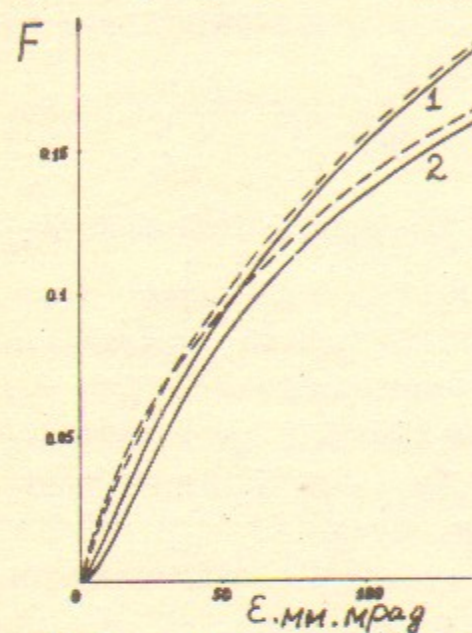


Рис.3. Зависимость F от ε .

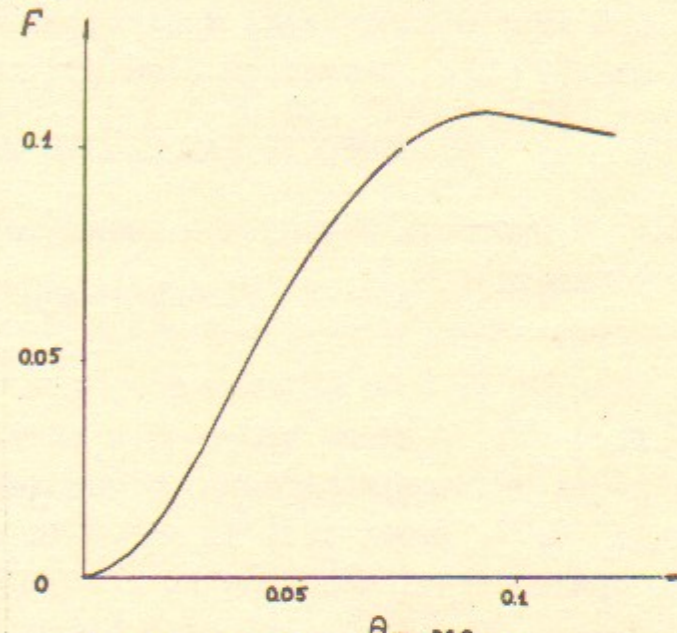


Рис.4. Зависимость F от угла собирания антипротонов с мишени θ_m .

Зависимость эффективности захвата от размера протонного пучка и угла собирания антипротонов определяет требования на фокусирующую и собирающую линзы. При выполнении условия тонкости протонного пучка зависимость F от z_0 достаточно слаба. В случае акцептанса $\varepsilon = 70$ мм.мрад значения F для бесконечно тонкого протонного пучка и пучка с радиусом $z_0 \approx 0,5$ мм отличаются на $\sim 7\%$. С увеличением радиуса пучка в 1,5-2 раза это отличие растет пропорционально z_0^2 , при $z_0^2 \gg \varepsilon^2 / \langle \theta^2 \rangle$ эффективность захвата зависит от z_0 как $F \propto z_0^{-2}$.

II.1. КОНВЕРСИОННАЯ СИСТЕМА

Конверсионная система включает в себя мишень и линзы - фокусирующую протоны и собирающую антипротоны. При акцептансе

$\varepsilon = 70$ мм мрад допустимый размер протонного пучка на мишени равен $\chi_0 \approx 0,5+1$ мм, что при эмиттансе 2 мм.мрад требует аксиально-симметричной фокусировки с углами сходимости

$(2+4) \cdot 10^{-5}$ стеррад. В принципе, такая светосила при энергии частиц 70 ГэВ может быть достигнута с помощью квадрупольных линз. Эта задача заведомо решается с помощью литиевой линзы с полем 100 кГс, диаметром 5 мм, длиной 10 см. Для собирания антипротонов с мишени в линейном угле $\theta \approx 0,1$ рад (телесный угол 0,03 стеррад) требуется разработка литиевой линзы с полем 170 кГс, диаметром 2 см при длине 15 см.

III. СКОРОСТЬ НАКОПЛЕНИЯ АНТИПРОТОНОВ

Скорость накопления антипротонов, очевидно, описывается соотношением

$$\dot{N}_{\bar{p}} = k_{\bar{p}} \frac{N_p}{\tau_c}, \quad (3.1)$$

где N_p - число протонов в выпущенном пучке, τ_c - длительность цикла накопительного комплекса, $k_{\bar{p}}$ - коэффициент захвата (2.2). Выбор энергии инжекции в замедлитель ($\rho \sim 6$ ГэВ/с) определяется зависимостью от энергии сечения рождения антипротонов ($\rho d^3\sigma/d\rho^3$, рис.2) в элемент фазового объема $d^3\rho/\rho$, сохраняющийся при адиабатическом ускорении. Этот элемент содержится в произведении $F \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho} \propto \varepsilon \rho^2 \frac{\Delta\rho}{\rho}$. Его значение определяется параметрами охладителя и замедлителя при энергии охлаждения.

В результате осуществления процедуры "поворот-замедление" (раздел I, п.4) разброс антипротонов по импульсу уменьшится до величины

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{cool} = \frac{n_b \ell_b}{2\pi R_0} \cdot \frac{P_t}{P_{cool}} \cdot \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_t, \quad (3.2)$$

где индексами t (*target*) и $cool$ обозначены величины до поворота-замедления и после, n_b - число захваченных ступок антипротонов, R_0 - средний радиус орбиты замедлителя (и охладителя).

Фазовый объем антипротонов при замедлении возрастает

$$\Omega_{cool} = \Omega_t \cdot \frac{P_t}{P_{cool}} = \pi \varepsilon \frac{P_t}{P_{cool}} \quad (3.3)$$

и значение фазового объема Ω_{cool} , охлажденного за время τ_c , определяет в конечном счете величину F , содержащуюся в скорости накопления (см. (3.1), 2.2)).

Для выбора параметров всей схемы накопления можно воспользоваться приближенными аналитическими выражениями для F (2.6). Тогда с учетом (2.1), (3.2.3) из (3.1) и (2.2) найдем:

$$\dot{N}_{\bar{p}} = 10 \left(\frac{\rho}{\sigma_{in}} \frac{d^3\sigma}{d\rho^3} \right) P_{cool}^2 \frac{\chi(\ell_{opt})}{\lambda} \frac{\theta_{||} \theta_{\perp}^2}{\tau_c} \frac{N_b}{\ell_b} \beta_{eff} \cdot 2\pi R_0, \quad (3.4)$$

где $\theta_{||} = \frac{1}{2} (\Delta P_{||}/\rho)$, $\theta_{\perp} = \Delta P_{\perp}/\rho$

- относительные поперечный и продольный разбросы по импульсу охлажденных антипротонов, N_b - число протонов в одном ступке, β_{eff} - эффективное значение бета-функции на участке охлаждения (см. (5.24,25) ниже).

В разделе IV показано (см. (4.6)), что величина

$$\theta_{||} \theta_{\perp}^2 \propto \frac{j_e \tau_c}{\beta^4 \gamma^4}, \quad (3.5)$$

где j_e - плотность тока электронов. С учетом этого факта из (3.4) следуют любопытные свойства $\dot{N}_{\bar{p}}$: скорость накопления не зависит от длительности цикла τ_c и числа инжектируемых ступок n_b , пропорциональна линейной плотной протонного ступка и при заданной плотности электронного тока падает с ростом энергии охлаждения как $(\beta^2 \gamma^2)^{-1}$.

Расчет скорости накопления для больших акцептансов должен производиться с использованием графиков F (рис.3):

$$\dot{N}_{\bar{p}} = 2\pi M M_{||} c^2 \left(\frac{\rho}{\sigma_{in}} \frac{d^3\sigma}{d\rho^3} \right) \cdot F \cdot \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_t \cdot \frac{N_p}{\tau_c} \approx \approx 0.8 \left(\frac{\rho}{\sigma_{in}} \frac{d^3\sigma}{d\rho^3} \right) \cdot F \cdot \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_t \cdot \frac{N_p}{\tau_c} \quad (3.6)$$

В последнем выражении величина $(\rho/\sigma_{in}) \cdot (d^3\sigma/d\rho^3)$ измеряется в $(\text{ГэВ/с})^{-2}$

IV. ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Скорость охлаждения определяется силой трения, которая в сопутствующей системе имеет вид:

$$\vec{F} = - \frac{4\pi n_e e^4 \text{Log } \frac{v_p}{v_e}}{m v_p^3}, \quad (4.1)$$

n_e - плотность электронов, Log - кулоновский логарифм, e, m - заряд и масса электрона. Здесь оставлена зависимость \vec{F} только от скоростей антипротонов v_p , поскольку на начальном этапе они существенно больше скоростей электронов v_e . Входящий в (4.1) кулоновский логарифм равен

$$\text{Log} = \ln \left(\frac{2m v_p^2 r_{\text{max}}}{e^2} \right).$$

Выбирая в качестве r_{max} радиус дебаевского экранирования

$$r_{\text{max}} = \frac{\beta v_e}{\sqrt{4\pi n_e z_e}} \sim \frac{0.7 \cdot 3 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{4\pi \cdot 2 \cdot 10^8 \cdot 2.8 \cdot 10^{-13}}} \approx 0.1 \text{ см}$$

(θ_e - характерный угловой разброс электронного пучка, z_e - классический радиус электрона) и полагая $v_p \approx 3 \cdot 10^{-3} v_e$, где v_e - средняя скорость антипротонов в лабораторной системе), для Log получим

$$\text{Log} \approx 15 \quad (4.2)$$

Из (4.1) следует, что за время \tilde{z}_e полностью затухает разброс скоростей

$$v_p^3 = \frac{180\pi n_e e^4 \eta \tilde{z}_e}{M m}, \quad (4.3)$$

или, в лабораторной системе,

$$\theta_1^2 + \frac{1}{\gamma^2} \theta_{||}^2 = \theta_0^2 = \left[\frac{180\pi n_e z_e z_p c \tilde{z}_e \eta}{\beta^3 \gamma^5} \right]^{2/3}. \quad (4.4)$$

Здесь z_e, z_p - классические радиусы электрона, протона, η - доля орбиты, занятая электронным пучком, $\beta = v/c$,

$\gamma^{-2} = 1 - \beta^2$, θ_0 - параметр, определенный соотношением (4.4).

Скорость накопления (3.4) пропорциональна произведению $\theta_{||} \theta_1^2$, которое имеет максимальное значение, если (условие (4.4))

$$\theta_{||} = \gamma \frac{\theta_0}{\sqrt{3}}, \quad \theta_1 = \sqrt{\frac{2}{3}} \theta_0 \quad (4.5)$$

и величина $(\theta_{||} \theta_1^2)_{\text{max}}$ равна

$$(\theta_{||} \theta_1^2)_{\text{max}} \approx 220 \frac{z_e z_p c \eta n_e \tilde{z}_e}{\beta^3 \gamma^4}. \quad (4.6)$$

Подставив (4.6) в (3.4), получим, что скорость накопления зависит от энергии как $j_e / (\beta^2 \gamma^2)$.

У. НАКОПИТЕЛЬ-ОХЛАДИТЕЛЬ

У.1. Схема накопителя-охлаждителя

Одной из основных проблем в электронном охлаждении накапливаемых антипротонов является возмущение их движения полями пространственного заряда электронного пучка и продольным магнитным полем участка охлаждения. В предлагаемой ниже схеме накопителя-охлаждителя фокусирующее (дефокусирующее) действие этих полей включено в динамику антипротонов в накопителе, что позволяет иметь существенно больший электронный ток (вносимый им сдвиг частот бетатронных колебаний $\Delta \nu \sim 1$).

При этом нужно, чтобы электрическое поле электронного пучка было скомпенсировано полем ионов, специально накапливаемых в пучке для этой цели. Такая компенсация, с одной стороны, устраняет различие продольных скоростей электронов по сечению пучка, вызванное его собственным полем, и, с другой стороны, обеспечивает устойчивость движения антипротонов в накопителе (см. (5.12,13) ниже).

Накопитель-охлаждитель состоит из двух полуколец и двух длинных прямолинейных промежутков, в которых размещаются солениды с электронными пучками (рис.5). Возможен вариант, когда через оба промежутка пропускается один и тот же пучок (рис.5)

В этом случае источник электронов (пушка) и коллектор "подвешены" под общим ускоряющим высоким потенциалом. В схеме с отдельными пучками таких устройств два, причем пушка 1-го пучка может объединяться (по высокому напряжению) с коллектором 2-го и наоборот.

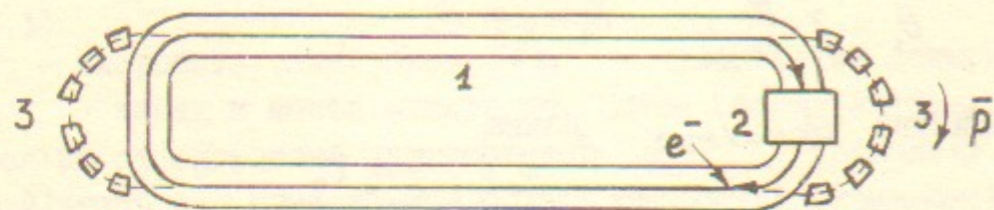


Рис.5. Схема накопителя-охлаждителя

- 1 - соленоид с продольным магнитным полем,
- 2 - источник и коллектор электронов,
- 3 - магнитная дорожка для антипротонов

У.2. Ввод антипротонов на участок охлаждения

На входе и выходе участков охлаждения антипротоны испытывают удар в поперечном направлении, который вызван действием поперечных компонент сопровождающего магнитного поля систем электронного охлаждения, возникающих на этих участках по двум причинам.

Первая из них связана с тем, что на участках входа и выхода соленоид сопровождающего магнитного поля должен быть выполнен в виде отрезков тороида (рис.6,7). Его искривленное поле, силовые линии которого лежат в плоскости тора, пересекает траектории антипротонов под некоторым углом (рис.6), что

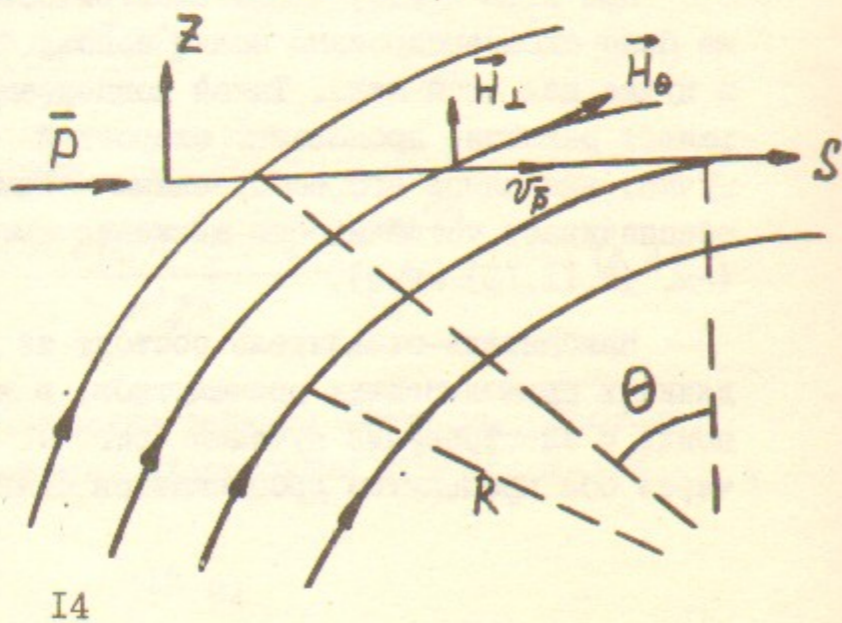


Рис.6. Траектория антипротонов и геометрия сопровождающего магнитного поля на входе (выходе) участков охлаждения.

и приводит к удару, направленному поперек плоскости тороида. Так как поле на искривленных участках спадает по радиусу тороида как R^{-1} , то угол отклонения антипротонов и смещение их траектории в результате прохождения участка входа (выхода) описываются соотношениями [7]

$$\Delta\left(\frac{dx}{ds}\right) = -\frac{e}{pc} \int_0^{\Delta s} ds H_{\perp} = \frac{eHR}{pc} \ln(\cos\theta), \quad (5.1)$$

$$\Delta x = -\frac{eHR^2}{pc} (\lg\theta - \theta), \quad (5.2)$$

где $p = Mc\beta\gamma$ - импульс антипротонов, H - напряженность сопровождающего магнитного поля на прямолинейных участках соленоида, R - радиус кривизны силовой линии, на которой напряженность поля равна H , θ - азимутальная протяженность участка с тороидальным магнитным полем, пересекаемого антипротонами. На выходе участка охлаждения поперечная компонента H меняет знак. Для антипротонов с энергией 400 МэВ при $H = 2$ кГс, $R = 3$ м, $\theta = 20^\circ$ значения величин (5.1,2) составляют

$$\Delta\left(\frac{dx}{ds}\right) = 1,2 \cdot 10^{-2}; \quad \Delta x = 8,4 \text{ мм.}$$

Конечно, такое угловое отклонение недопустимо. Однако оба возмущения $\Delta(dx/ds)$ и Δx могут быть компенсированы введением дипольных коррекций, например, как это описано в [7].

Вторая причина появления поперечных компонент сопровождающего поля вызвана необходимостью "организации" входного (выходного) отверстия для антипротонов. Наиболее простой способ такой организации [7] представлен на рис.7а. Вблизи такого отверстия в любом случае появляется "провисающий" магнитный поток. В данном случае он замыкается на магнитный экран (рис.7б), в результате чего и появляются поперечные компоненты поля. Если отверстие в экране круглое, геометрия поля близка к аксиально-симметричной, а отверстие в экране задает фактически положение оси симметрии. В итоге, как и при влете частиц в цилиндрический соленоид, удар поперечных компонент магнитного поля направлен в азимутальном, относительно оси симметрии, направлении. Область возмущенного поля можно считать тонкой, если

$$pc \gg eHd$$

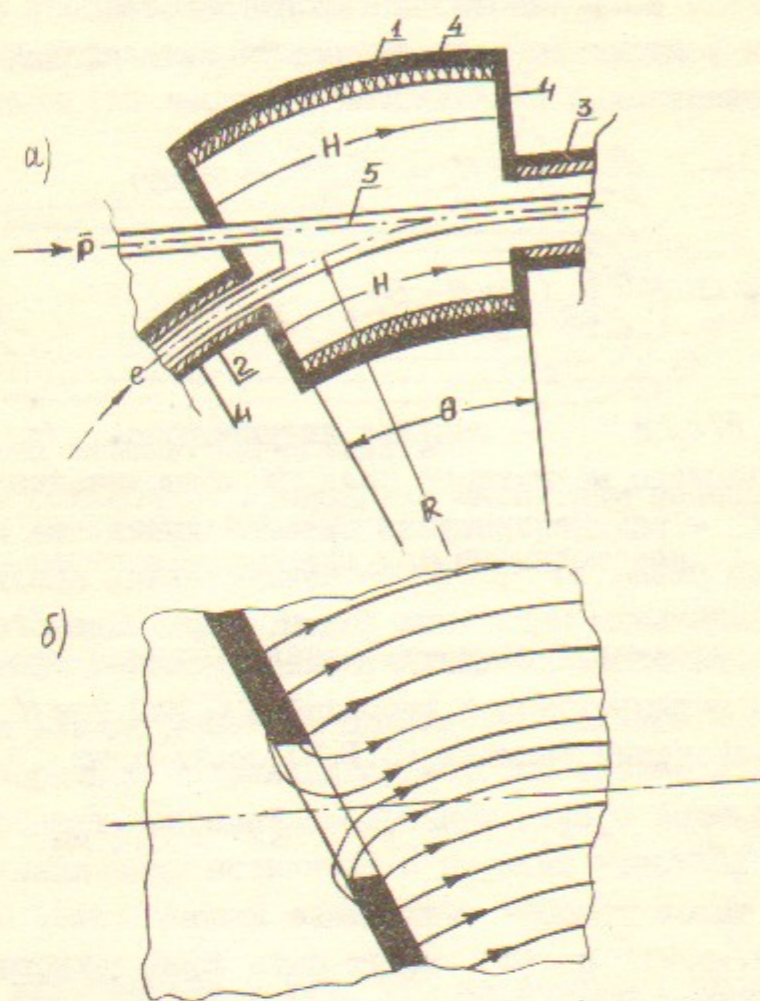


Рис.7. Ввод антипротонов и электронов на участок охлаждения

а) Формирование сопровождающего магнитного поля с помощью тороидальных соленоидов и магнитных экранов

- 1 - большой тороидальный соленоид,
- 2 - малый тороидальный соленоид,
- 3 - прямой соленоид,
- 4 - магнитные экраны,
- 5 - вакуумная камера.

б) Геометрия поля вблизи входной границы

где d - диаметр отверстия в экране, и смещением антипротонов при прохождении границы поля можно пренебречь, тогда как угловые отклонения составляют

$$x'(s=0) = x'_{ex} + \frac{\omega_H}{2} z_{ex} \quad (5.3)$$

$$z'(s=0) = z'_{ex} - \frac{\omega_H}{2} x_{ex} \quad (x', z' = d(x, z)/ds),$$

где x, z, s - декартовы координаты с осью s , направленной вдоль оси антипротонного пучка (накопителя),

$$\omega_H = \frac{eH}{pc} \quad [\text{см}^{-1}], \quad (5.4)$$

индексом "ex" помечены значения величин до прохождения границы. Аналогичные изменения x' и z' имеют место при выходе антипротонов из магнитного поля:

$$x'_{ex} = x'(L) - \frac{\omega_H}{2} z(L), \quad (5.5)$$

$$z'_{ex} = z'(L) + \frac{\omega_H}{2} x(L).$$

Эти результаты хорошо известны в электронной оптике (так называемая "теорема Буша"). Заметим, что если отверстие в экране выполнено в виде вытянутой щели, поле на границе становится плоским ("цилиндрическая линза"), и частицы получают удар вдоль большого размера щели, что меняет соотношения (5.3). Правда, и в этом случае связь $x - z$ колебаний антипротонов в соленоиде остается.

У.3. Динамика антипротонов на участке охлаждения

Уравнения движения антипротона в прямолинейном промежутке с продольным магнитным полем H и охлаждающим электронным пучком с плотностью тока $j_e = \text{const}$ имеют вид:

$$x'' = \omega_H z' - \omega_e^2 x, \quad (5.6)$$

$$z'' = -\omega_H x' - \omega_e^2 z,$$

поперечные координаты X, z и продольная s образуют правую тройку (X, z, s) ,

$$\omega_e^2 = -\frac{F}{\gamma\beta^3} \cdot \frac{2\pi e j_e}{Mc^3}, \quad (5.7)$$

$$F = 1 - \beta^2 - \alpha, \quad \alpha = n_i/n_e, \quad (5.8)$$

ω_H, ω_e - пространственные частоты (см^{-1}), M - масса антипротона, n_i - плотность ионов остаточного газа в электронном пучке плотности n_e .

Для решения уравнений (5.6) удобнее перейти к переменным

$$\xi(s) = X + iz, \quad \xi' = X' + iz'.$$

При этом пара уравнений (5.6) объединяется в одно

$$\xi'' + i\omega_H \xi' + \omega_e^2 \xi = 0, \quad (5.9)$$

решение которого ищем в виде

$$\xi(s) = A e^{i\omega_1 s} + B e^{i\omega_2 s}, \quad (5.10)$$

где

$$\omega_{1,2} = -\frac{\omega_H}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_H^2}{4} + \omega_e^2} \equiv -\frac{\omega_H}{2} \pm \omega_0. \quad (5.11)$$

Отсюда, в частности, видно, что в отсутствие компенсации пространственного заряда электронами ионами ($\alpha = 0$) движение антипротонов на участке охлаждения будет устойчиво, если

$$j_e < \frac{Mc^3}{e} \cdot \frac{\gamma^3 \beta^3 (eH)^2}{8\pi (pc)}. \quad (5.12)$$

Если необходимо работать с большими плотностями j_e , то электрическое поле электронного пучка должно быть компенсировано:

$$F < 0, \quad \omega_e^2 > 0. \quad (5.13)$$

Выразив постоянные A и B в (5.10) через начальные условия $(\xi_0$ и $\xi'_0)$, найдем матрицу перехода внутри промежутка охлаждения:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_s = e^{-i\frac{\omega_H s}{2}} \begin{bmatrix} \cos \omega_0 s + i \frac{\omega_H}{2\omega_0} \sin \omega_0 s & \frac{\sin \omega_0 s}{\omega_0} \\ -\omega_e^2 \frac{\sin \omega_0 s}{\omega_0} & \cos \omega_0 s - i \frac{\omega_H}{2\omega_0} \sin \omega_0 s \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_0 \quad (5.14)$$

Полная матрица перехода для участка охлаждения получается после учета удара на входе и на выходе соленоида (см. (5.3) и (5.5)):

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -i\frac{\omega_H}{2} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_{lx} ; \begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_{lx} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ i\frac{\omega_H}{2} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_L. \quad (5.15)$$

Перемножая матрицы (5.14, 15) в соответствующем порядке, получим:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_{lx} = M_{cool} \begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_{lx} = e^{-i\frac{\omega_H L}{2}} \begin{bmatrix} \cos \omega_0 L & \frac{\sin \omega_0 L}{\omega_0} \\ -\omega_e^2 \sin \omega_0 L & \cos \omega_0 L \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix}_L. \quad (5.16)$$

Если набег циклотронной фазы $\omega_H L$ на длине соленоида кратен 2π , т.е.

$$\omega_H L = 2\pi m, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5.17)$$

экспоненциальный множитель в (5.15) обращается в $(-1)^m$, и матрица перехода M_{cool} становится действительной, что означает исчезновение связи поперечных колебаний в полукольцах, вносимой в общем случае участком охлаждения.

В том случае, когда почему-либо условие кратности фазы числу 2π удовлетворить не удастся (например, нужно работать при пониженных или повышенных, по сравнению с расчетными, значениях H), связь можно устранить, поместив в промежутке перед и за участком охлаждения два дополнительных соленоида. Оказывается, что если набег циклотронной фазы на суммарной длине участков с продольным магнитным полем кратен 2π , то связь также отсутствует. Этот результат является следствием структуры матрицы (5.16).

Действительно, матрица преобразования для соленоида, свободного от электронного пучка, следует из (5.16), если положить

$$j_e = 0 ; \quad \omega_0 = \frac{\omega_H}{2} = \frac{\omega}{2} . \quad (5.18)$$

Тогда

$$M_{sol} = e^{i \frac{\omega l}{2}} \begin{bmatrix} \cos(\omega l/2) ; & \frac{2 \sin(\omega l/2)}{\omega} \\ -\frac{\omega}{2} \sin(\omega l/2) ; & \cos(\omega l/2) \end{bmatrix} . \quad (5.19)$$

Перемножая в соответствующем порядке матрицы перехода для компенсирующих соленоидов и участка охлаждения получим:

$$M = e^{i \psi} * |M_{sol_2}| * |M_{cool}| * |M_{sol_1}| , \quad (5.20)$$

$$\psi = \sum \frac{\omega_n l_n}{2} = \frac{e}{2pc} \int ds H_{||}(s) .$$

Здесь символом $| |$ обозначены модули матриц (5.16,19), т.е. матрицы без экспоненциальных множителей перед ними. Очевидно, что при условии

$$\psi = 2\pi m \quad (5.21)$$

матрица M становится действительной, и связь исчезает. Ниже мы рассмотрим случай, когда условие (5.17) удовлетворено.

Пусть матрица перехода для полукольца имеет вид

$$M = \begin{bmatrix} \cos \mu & ; & \beta \sin \mu \\ -\frac{\sin \mu}{\beta} & ; & \cos \mu \end{bmatrix} , \quad (5.22)$$

β - значение бета-функции ($\beta_x = \beta_z = \beta$) на входе участка охлаждения, μ - набег бетатронной фазы на полукольце. Матрица перехода полукольца и участка охлаждения (элемент периодичности накопителя!) получается перемножением (5.22) и (5.16). Уравнение, определяющее частоты бетатронных колебаний, получим из матрицы перехода:

$$\cos \mu_t = \cos \omega_0 L \cdot \cos \mu - \frac{1}{2} \left(\omega_0 \beta + \frac{1}{\beta \omega_0} \right) \sin \omega_0 L \cdot \sin \mu . \quad (5.23)$$

Значение бета-функции на выходе, соответственно, есть:

$$\beta_t = \frac{\sin \omega_0 L \cdot \cos \mu + \beta \omega_0 \cos \omega_0 L \sin \mu}{\omega_0 \sin \mu_t} , \quad (5.24)$$

$$\beta_t' = \left(\omega_0 \beta - \frac{1}{\beta \omega_0} \right) \cdot \frac{\sin \omega_0 L \cdot \sin \mu}{\sin \mu_t} .$$

Заметим, что условие устойчивости бетатронных колебаний

$|\cos \mu_t| < 1$ наиболее просто выполняется, если выбрать (см. (5.23))

$$\beta = \frac{1}{\omega_0} . \quad (5.25)$$

При этом

$$\mu_t = \mu + \omega_0 L , \quad \beta_t = \frac{1}{\omega_0} ; \quad \beta_t' = 0 . \quad (5.26)$$

Пример области устойчивости бетатронных колебаний для выбранной магнитной структуры накопителя-охлаждителя (см.У.5) изображен на стр. 22.

Условие (5.25) оказывается удобным и с точки зрения размеров антипротонного пучка на участке охлаждения. При таком выборе бета-функций сечение пучка - окружность радиуса

$$a = a_{ex} = \sqrt{\epsilon / \omega_0} . \quad (5.27)$$

Этот результат непосредственно следует из выражения для координат частицы внутри соленоида. Перемножив (5.14) и входную матрицу (5.15), найдем

$$\xi(s) = \left(\xi_{ex} \cdot \cos \psi_0 + \xi_{ex}' \frac{\sin \psi_0}{\omega_0} \right) e^{-i \psi_H} , \quad (5.28)$$

$$\psi_0 = \omega_0 s , \quad \psi_H = \frac{1}{2} \omega_H s .$$

Отсюда следует, что при $\beta = 1/\omega_0$

$$|\xi(s)|^2 = |\xi_{ex}|^2 = a_{ex}^2 . \quad (5.29)$$

Таким образом, радиус антипротонного пучка внутри соленоида не превосходит входного размера a , угловой разброс антипротонов не превосходит $\theta_{\perp} \leq \omega_0 a$.

$$(5.30)$$

Если по каким-либо причинам необходимо "полностью" исключить возмущающее влияние участка охлаждения на движение антипротонов в полукольцах, то этого можно достичь соответствующим выбором значения плотности электронного тока, с тем, чтобы полная матрица перехода (5.16) стала единичной:

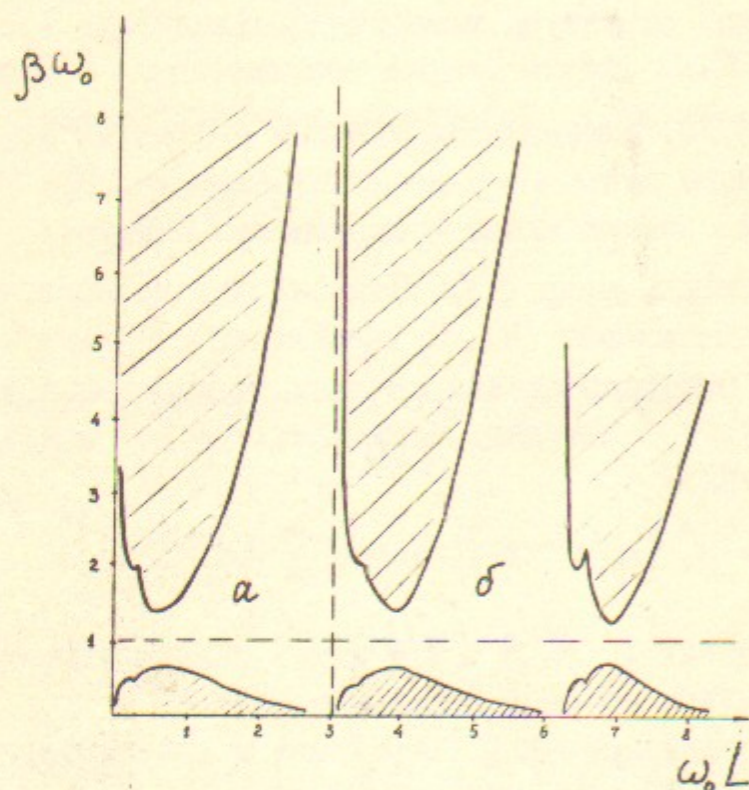
$$\omega_0 L = \kappa \tilde{\eta}$$

или, с учетом условия (5.17)

$$\omega_c = \frac{m \tilde{\eta}}{L} \sqrt{\kappa^2 - 1} \quad (5.31)$$

Тогда

$$M_{cool} = (-1)^{m(\kappa+1)} \quad (5.32)$$



Область устойчивости бетатронных колебаний для магнитной структуры, описанной в (У.5). Здесь β - значение бета-функции на входе участка охлаждения, L - длина участка охлаждения, ω_0 определяется формулой (5.11). Заштрихованы области неустойчивости; а - некомпенсированный пучок, б - компенсированный пучок.

Приведем выражения для параметров участка охлаждения в случае минимально возможных значений m , κ :

$$m = 1, \quad \kappa = 2, \quad M = -1,$$

$$\omega_{Hmin} = \omega_{omin} = \frac{2\tilde{\eta}}{L}; \quad H_{min} = \frac{2\tilde{\eta}pc}{eL},$$

$$\omega_{emin} = \sqrt{3} \frac{\tilde{\eta}}{L}, \quad j_{emin} = \frac{3\tilde{\eta}}{2L^2} \cdot \frac{pc^2}{e}, \quad \beta_{xex} = \beta_{2ex} = \frac{L}{2\tilde{\eta}}. \quad (5.33)$$

Значение j_{emin} приведено для случая точной компенсации электрического поля электронного пучка ($\alpha = 1$, $\mathcal{F} = -\beta^2$ см. (5.7,8)).

У.4. Выбор параметров накопителя-охлаждителя.

Оценки скорости накопления

Для оценок параметров накопителя-охлаждителя выберем энергию охлаждаемых антипротонов равной 400 МэВ и длину каждого из участков охлаждения $L = 100$ м. Тогда можно, используя полученные выше соотношения, получить значения остальных параметров. Результаты оценок приведены в таблице I, где рассмотрены три из возможных вариантов набора параметров.

При расчете скорости накопления принято, что пучок протонов в У-70 перед выпуском сгруппирован в сгустки длиной 1 м, по $1,6 \cdot 10^{12}$ частиц в сгустке (полная интенсивность $5 \cdot 10^{13}$ частиц за импульс). Для конверсии используются 4 сгустка из 30.

Вариант А: максимальная скорость накопления, единичный промежуток.

В этом случае поле соленоида и плотность электронного тока выбираются из соотношений (5.33), так что

$$M_{cool} = -1. \quad (5.34)$$

Принимая время охлаждения равным длительности цикла

$$\tilde{\tau}_c = \tilde{\tau}_c = \mathcal{F}_c, \quad (5.35)$$

из (4.4.5) находим максимально допустимые для данного j_c значения параметров θ_0 , θ_v , θ_L , а по ним - эмиттанс охлаждае-

мого антипротонного пучка

$$\varepsilon = \beta \theta_1^2 = \frac{L}{3\pi} \theta_0^2 \quad (5.36)$$

Эмиттанс пучка, инжектируемого в замедлитель, в отношении ρ_t/ρ_{cool} больше, и он определяет значение эффективности F (рис.3). Пересчитав θ_{11} в значение разброса антипротонов по импульсу в момент инжекции в замедлитель (см. (3.2)), найдем скорость накопления (3.6). Размер электронного пучка выбран равным размеру антипротонного пучка на участке охлаждения (5.27), или

$$a_e = \frac{L \theta_0}{\tilde{n} \sqrt{6}} \quad (5.37)$$

Реализация варианта A представляется довольно тяжелой технической задачей. Можно, однако, несколько проиграв в скорости накопления, существенно снизить значения параметров накопителя-охлаждителя и синхротрона-замедлителя. Простейший путь -

- вариант B : пониженная скорость накопления, единичный промежуток.

Оставляя поле соленоида и плотность электронного тока теми же, что и в варианте A , т.е. сохраняя результат (5.34), выберем "волевым образом" значение ε равным 360 мм.мрад. вместо максимально допустимого значения 940 мм.мрад. Обратным пересчетом из (5.35) найдем θ_0 , затем из (4.4.5) - θ_1 , θ_{11} , из (5.37) - a_e и т.д. При этом время охлаждения (см. (4.4)) оказывается заметно меньше длительности цикла. Этот резерв (образовавшийся из-за стремления к единичности промежутка) можно использовать -

- вариант C : пониженная скорость накопления, неединичный промежуток.

Задаваясь, по-прежнему, эмиттансом охлаждаемого антипротонного пучка (в таблице - $\varepsilon = 360$ мм.мрад), можно рассчитать остальные параметры, потребовав выполнения условия (5.35). Тогда для нахождения плотности тока j_e и параметра θ_0 необходимо решить систему уравнений, которая следует из (4.4) и (5.25):

$$j_e = \frac{\beta^4 \gamma^5}{180 \tilde{n}} \cdot \frac{m c^3}{e} \cdot \frac{\theta_0^3}{c r_p \gamma \tilde{i}_e} \quad (5.38)$$

$$\varepsilon = \beta \theta_1^2 = \frac{2}{3} \cdot \frac{\theta_0^2}{\sqrt{\frac{\omega_H^2}{4} + \omega_e^2}}$$

$$\omega_e^2 = \frac{2 \tilde{n} e j_e}{\beta \gamma M c^3}$$

Численное решение уравнения для θ_0 , вытекающего из (5.38),

$$\frac{\theta_0^4}{\varepsilon^2} = \frac{1}{40} \cdot \frac{\beta^3 \gamma^4}{c r_p \gamma \tilde{i}_e} \cdot \frac{m}{M} \cdot \theta_0^3 + \frac{9}{16} \omega_H^2 \quad (5.39)$$

приводит к значениям параметров, приведенным в таблице I, вариант C . Проигрыш, по сравнению с вариантом A , в скорости накопления примерно в 4,5 раза "окупается" значительным упрощением системы электронного охлаждения. Правда, при этом нужно позаботиться о согласовании структуры полуколец с неединичным промежутком.

Варианты A, B, C практически охватывают весь диапазон возможной "игры" параметров.

Расчеты вариантов A, B, C , сделаны для случая отсутствия связи в полукольцах благодаря соответствующему выбору поля соленоида (5.17). Конечно, желательно иметь и этот параметр свободным (например, для работы на других значениях импульса антипротонов или поля соленоида). Поэтому целесообразно разместить в каждом из промежутков по два компенсирующих соленоида с интегралом поля порядка половины полного, т.е.

$$\int ds H_{||} \sim 50 \text{ кГс.м}$$

для каждого соленоида. Это могут быть сверхпроводящие катушки относительно небольших размеров.

Электронный пучок накопителя-охлаждителя имеет высокую стационарную мощность - около 10 МВт даже в самом "скромном" варианте C . Применение рекуперации энергии электронов ^{18/} позволяет снизить затраты активной мощности в 50-100 раз.

Соленоид системы электронного охлаждения представляется солидным сооружением: при размерах - внутренний диаметр 20 см, наружный 30 см - вес меди для обмоток составит 73 т, а потребляемая мощность на поле 2 кГс - 1,6 МВт.

Таблица I

Параметры накопителя-охлаждителя

Энергия антипротонов	МэВ	400		
Импульс антипротонов	МэВ/с	954		
Лоренц-факторы β, γ		0,71	1,426	
Энергия электронов	кэВ	218		
Периметр накопителя	м	250		
Средний радиус орбиты	м	39,8		
Длина участков охлаждения	м	2 x 100		
Доля орбиты антипротонов, занятая участками охлаждения		0,8		
Магнитное поле соленоидов	кГс	2		
			Вариант А	Вариант В
Время охлаждения	сек	7	1,4	7
Характеристики фазового объема антипротонного пучка	θ_0 мрад	9,4	5,8	4,4
	$\theta_{ }$	7,7	4,8	3,6
	θ_{\perp}	7,7	4,7	3,6
Охлаждаемый эмиттанс	мм.мрад	940	360	360
Параметры пучка, захватываемого из мишени в синхротрон-замедлитель:				
а) эмиттанс	мм.мрад	160	60	60
б) разброс по импульсу	%	$\pm 8,4$	$\pm 3,2$	$\pm 3,2$
Электронное охлаждение:				
Плотность тока электронов	А/см ²	1,5	1,5	0,15
Плотность электронов	см ⁻³	$4,4 \cdot 10^8$	$4,4 \cdot 10^8$	$4,4 \cdot 10^7$
Бета-функции на участке охлаждения	м	15,9	15,9	27,8
Радиус сечения электронного пучка	см	12	7,5	10
Полный ток электронного пучка	А	680	265	47
Число антипротонов за цикл	с ⁻¹	$1,7 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$
Скорость накопления	с ⁻¹	$2,4 \cdot 10^8$	$4,7 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^7$
Реактивная мощность электронного пучка	МВт	148	58	10

У.5. МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА НАКОПИТЕЛЯ-ОХЛАДИТЕЛЯ

Магнитная структура накопителя состоит из двух соленоидов с электронным пучком (длиной 100 м) и двух полуколец (длиной 25 м каждое). Здесь считается, что магнитное поле и плотность электронного тока выбраны так, чтобы обеспечить матрицу промежутка охлаждения $M = (-1)$.

Особенности магнитной структуры полуколец определяются требованием нулевой дисперсионной функции и ее первой производной на входе и выходе участка охлаждения, а также требованием близости бета-функций β_x, β_z к значению ω_0^{-1} (5.25). Такие дисперсионные свойства могут быть, в частности, реализованы в кольце со структурой FODO, если убрать часть магнитов и соответствующим образом подстроить квадруполь β . Схема такой магнитной структуры полуколец, а также ее бетатронные и дисперсионные функции приведены на рис.8. В выбранной схеме час-

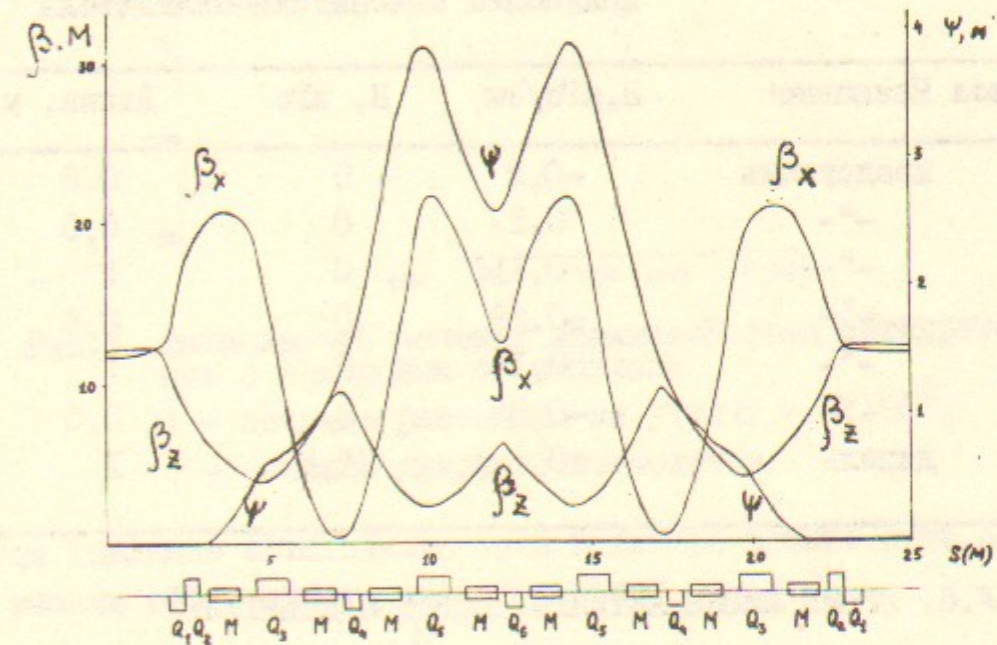


Рис.8. Схема магнитной структуры, бетатронные (β_x, β_z) и дисперсионная (ψ) функции полуколец накопителя-охлаждителя. $Q_1 \div Q_6$ - линзы, М - магнит

тоты бетатронных колебаний полуколец и коэффициент пространственного уплотнения равны:

$$\nu_x = 2.1125; \quad \nu_z = 1.5846; \quad \eta_z = 2.21;$$

Кроме того хроматичность

$$d v_x / d(\Delta p/p) = -5.51; \quad d v_z / d(\Delta p/p) = -1.75$$

При разбросе по импульсам в инжектируемом пучке $\Delta p/p = \pm 4 \cdot 10^{-3}$ это дает

$$\Delta v_x = 0,022 \quad \Delta v_z = 0,007$$

даже без коррекции хроматичности. Максимальное значение β_z в магнитах равно 9м; этому отвечает (для эмиттанса $\epsilon = 360$ мм-мрад) вертикальный размер пучка $\pm 5,6$ см. Максимальный радиальный размер пучка равен $\pm 8,7$ см. Поэтому значения апертуры (по железу) могут быть выбраны:

$$A_z = \pm 6 \text{ см}, \quad A_x = \pm 10 \text{ см}$$

В таблице 2 приведены параметры элементов магнитной структуры.

Таблица 2. Параметры элементов магнитной структуры полуколец накопителя-охладителя

Символ	Название	H, кГс/см	H, кГс	Длина, м
Q ₁	квадруполь	-0,2	0	0,5
Q ₂	"	0,1	0	0,5
Q ₃	"	0,116	0	1
Q ₄	"	-0,29	0	0,5
Q ₅	"	0,14	0	1
Q ₆	"	-0,33	0	0,5
M	диполь	0	12,5	1

У.6. ВРЕМЯ ЖИЗНИ АНТИПРОТОНОВ В НАКОПИТЕЛЕ

Время существования антипротонов в накопителе с электронным охлаждением определяется однократным кулоновским рассеянием на угол, больший допустимого апертурой, и ядерным поглощением ионами, компенсирующими пространственный заряд электронного пучка.

Сечение рассеяния на угол, больший θ_{max} , равно:

$$\sigma = \frac{4\pi^2 z_p^2}{\beta^4 \gamma^2 \theta_{max}^2} \quad (5.40)$$

На рис.9 показана зависимость сечения рассеяния на угол $\theta_{max} = 3 \cdot 10^{-3}$ и сечения поглощения антипротонов на водороде от импульса. Видно, что при $\rho \approx 1000$ МэВ/с сечения одинаковы и суммарное сечение равно 130 мбарн. В этом случае при плотности ионов, компенсирующих пространственный заряд электронного пучка, равной $4 \cdot 10^8$ см⁻³, и коэффициенте заполнения орбиты $\approx 0,8$ время жизни антипротонов составляет:

$$\tau = (\gamma n v \sigma)^{-1} = 1,1 \cdot 10^6 \text{ сек} \approx 13 \text{ суток}$$

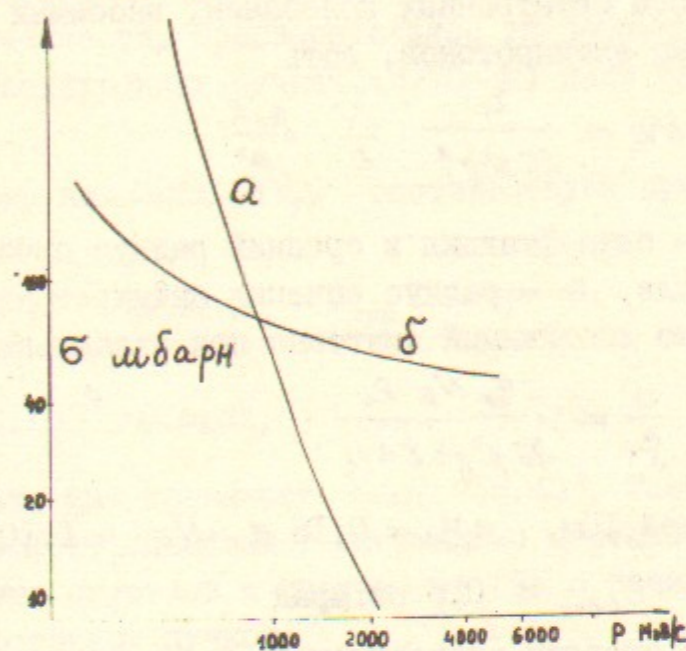


Рис.9. Зависимость сечения взаимодействия антипротонов с водородом от импульса
а - сечение рассеяния на угол $\theta > 3 \cdot 10^{-3}$,
б - сечение ядерного поглощения

При этом давление остаточного газа в камере должно быть существенно меньше эффективного давления ионов

$$\rho < \frac{10^{-8}}{Z_{ат}^2} \text{ Тор}$$

У.7. ФАЗОВЫЙ ОБЪЕМ НАКОПЛЕННЫХ АНТИПРОТОНОВ. СВЕТИМОСТЬ. ВРЕМЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЕТИМОСТИ

Поперечный фазовый объем интенсивного ступка антипротонов определяется взаимодействием антипротонов друг с другом. Как показали эксперименты на установке НАП-М, при увеличении числа

частиц в сгустке поперечный размер его начинает расти при приближении сдвига частот бетатронных колебаний на собственном поле к $\Delta\nu = 0,15$, и при дальнейшем росте тока площадь поперечного сечения пучка растет пропорционально числу частиц при постоянном сдвиге частот бетатронных колебаний. На этом основании можно получить оценки для поперечного фазового размера антипротонного пучка при накоплении N частиц в сгустке длины l .

Сдвиг частоты бетатронных колебаний, вносимый собственными полями сгустка антипротонов, есть

$$\Delta\nu_c = \frac{\zeta_p}{2\tilde{\eta}\beta^2\gamma^2} \cdot \frac{N}{c} \cdot \frac{\beta_0 R_0}{a^2} \quad (5.41)$$

где β_0 , R_0 - бета-функция и средний радиус орбиты антипротонов в охладителе, a - радиус сечения антипротонного пучка. Отсюда минимально достижимый эмиттанс при охлаждении равен

$$\varepsilon_{cool} = \frac{a^2}{\beta_0} = \frac{\zeta_p N_{\bar{p}} R_0}{2\tilde{\eta}\beta^2\gamma^2 l \Delta\nu_c} \quad (5.42)$$

Для сгустка длиной 10 м, $\Delta\nu_c = 0,15$ и $N_{\bar{p}} = 1 \cdot 10^{11}$ частиц

$$\varepsilon_{cool} \approx 0,5 \text{ мм.мрад}$$

При ускорении до энергии эксперимента E_{exp} эмиттанс адиабатически уменьшается до величины

$$\varepsilon_{min} \approx \begin{cases} 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ мм.мрад, } E_{exp} = 400 \text{ ТэВ,} \\ 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ мм.мрад, } E_{exp} = 3 \text{ ТэВ,} \end{cases} \quad (5.43)$$

если влияние различных возмущающих факторов не приведет к ограничению адиабатического сжатия.

Одним из таких факторов является взаимное возмущающее влияние сгустков протонов и антипротонов, которое появляется в режиме встречных пучков. При этом сдвиг частот бетатронных колебаний антипротонов, вносимый протонным сгустком, имеет значение

$$\Delta\nu_{p\bar{p}} = \frac{\zeta_p N_p}{2\tilde{\eta}\varepsilon_p \mathcal{L}_{exp}} \quad (5.44)$$

По-видимому, можно надеяться на достижение значений $\Delta\nu_{p\bar{p}} \sim 10^{-2}$, хотя для этого наверняка потребуются специальные меры. Сейчас представляется, что основная трудность реализации больших сдвигов $\Delta\nu_{p\bar{p}}$ связана с нелинейным характером зависимости от амплитуд бетатронных колебаний. Есть надежда на достижение более высоких значений $\Delta\nu_{p\bar{p}}$ за счет увеличения размеров (и, пропорционально, числа частиц) протонного сгустка, так чтобы антипротоны взаимодействовали с полями протонного сгустка в области их линейности. Предварительные эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках (ВЭП-2М) дали обнадеживающие результаты *).

Указанному значению $\Delta\nu_{p\bar{p}}$ соответствует при $N_p = 1 \cdot 10^{11}$ эмиттанс пучка

$$\varepsilon_p \approx \begin{cases} 6 \cdot 10^{-3} \text{ мм.мрад, } E_{exp} = 400 \text{ ТэВ,} \\ 6 \cdot 10^{-3} \text{ мм.мрад, } E_{exp} = 3 \text{ ТэВ.} \end{cases} \quad (5.45)$$

что в несколько раз превышает ε_{min} (5.43). Таким образом, именно этот эффект определяет минимально достижимое значение фазового объема сгустков и светимость УНК в режиме встречных протон-антипротонных пучков:

$$\mathcal{L} = f_0 \cdot \frac{N_p N_{\bar{p}}}{\tilde{\eta} \varepsilon_p \beta_{0exp}} = 2f_0 \cdot \frac{\mathcal{L}_{exp} N \Delta\nu_{p\bar{p}max}}{\zeta_p \beta_{0exp}} \quad (5.46)$$

Здесь $f_0 = 1,5 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ - частота обращения частиц в УНК, $N = N_p = N_{\bar{p}} = 10^{11}$ - число частиц в сталкивающихся сгустках, $\beta_{0exp} = 1$ м - бета-функция на участке встречи. Численное значение светимости при этом равно

$$\mathcal{L} = \begin{cases} 8 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}, E_{exp} = 400 \text{ ТэВ,} \\ 6 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}, E_{exp} = 3 \text{ ТэВ.} \end{cases} \quad (5.47)$$

Время существования такой светимости в значительной мере определяется эффектом внутреннего рассеяния частиц в сгустке (так называемый Тушек-эффект). В простейшем случае гладкой магнитной структуры УНК и сильной свя-

* Оценки ниже приводятся для случая $N_{\bar{p}} = N_p$.

зи бетатронных колебаний возрастание эмиттанса под действием внутреннего рассеяния описывается соотношением /10/

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\varepsilon}{\tau_{is}}, \quad \tau_{is} \sim \frac{\sigma^3 \ell (\nu \varepsilon)^{5/2}}{c \alpha_p^2 N R^{1/2}} \quad (5.48)$$

Для параметров УНК /11/

$$R_0 = 3.07 \text{ км}, \quad \nu = 40,75$$

и эмиттансов сгустков (5.45) время роста эмиттанса τ_{is} и, стало быть, время сохранения светимости составляет

$$\tau_{is} \sim \begin{cases} 5 \cdot 10^5 \text{ с} \approx 6 \text{ суток}, & E_{exp} = 400 \text{ ГэВ} \\ 7 \cdot 10^5 \text{ с} \approx 8 \text{ суток}, & E_{exp} = 3 \text{ ТэВ} \end{cases} \quad (5.49)$$

Это, примерно, на порядок меньше, чем время жизни пучка по ядерному взаимодействию с остаточным газом при вакууме 10^{-8} Тор (по водороду).

Следует отметить, что эффект внутреннего рассеяния может ограничивать достижение эмиттансов (5.43,45) при ускорении. Однако, как показывают оценки на основе (5.48), при темпе ускорения $\dot{r} \sim 80 \text{ ГэВ/сек}$, выбранном для УНК-I /11/, этот эффект не вносит ограничений.

У.8. ОХЛАЖДЕНИЕ ПРОТОНОВ

Для получения светимости (5.47) необходимо, чтобы оба пучка — как антипротонный, так и протонный — имели достаточно малый фазовый объем (5.45) и, соответственно, высокую плотность. Может оказаться, что существующая система ускорения протонов в У-70 и её бустерная модификация не обеспечат таких параметров протонного пучка. В этом случае представляется целесообразным использовать систему антипротонного источника для формирования необходимого распределения плотности в протонном пучке: из дополнительного линейного ускорителя на энергию порядка 10 МэВ протоны инжектируются в синхротрон-замедлитель, а затем ускоряются до энергии охлаждения (400 МэВ), переводятся в накопитель-охладитель, после охлаждения ускоряются в У-70 и выпускаются в УНК.

При энергии инжекции 10 МэВ для параметров синхротрона-замедлителя (табл.3) сдвиг частот бетатронных колебаний на пространственном заряде пучка интенсивностью 10^{11} частиц составит около $5 \cdot 10^{-3}$ (поперечный размер пучка в синхротроне $\pm 3 \text{ см}$, 1-я гармоника). Поле в магнитах на энергии инжекции равно 350 Гс. Для ускорения протонов потребуется дополнительная ускоряющая система первой гармоники с перестройкой частоты (175+855 кГц).

Отметим, что введение протонного инжектора в комплекс установок антипротонного источника позволит осуществить независимо запуск и наладку замедлителя и охладителя на протонах.

У1. СИНХРОТРОН-ЗАМЕДЛИТЕЛЬ

У1.1. Магнитная структура. Система впуска и выпуска

Здесь рассматривается синхротрон-замедлитель с "умеренными" параметрами (вариант В). Реализация максимального варианта А потребует увеличения апертуры синхротрона, примерно в 1,6 раза.

Для облегчения поворота в продольном фазовом пространстве магнитная структура замедлителя должна иметь критическую энергию 5,6 ГэВ, или $\gamma_t = 7$ (см. разд.У1.2). Того же порядка должны быть частоты бетатронных колебаний

$$\nu_x \sim \gamma_t = 7.$$

Число элементов периодичности магнитной структуры

$$N \approx 4 \times 7 = 28.$$

При длине орбиты в замедлителе 200 м длина элемента периодичности

$$2\pi R_0 / N = 7,1428 \text{ м}.$$

Выбрана магнитная структура FODO с разделенными функциями. Ведущее поле в поворотных магнитах длиной 3 м $H=13,9 \text{ кГс}$, градиент поля в линзах $\nabla H = 1,8 \text{ кГс/см}$. Структура элемента периодичности и бетатронные функции приведены на рис.10. Такой структуре отвечают

$$\nu_z = 7,8876, \quad \nu_x = 7,559, \quad \gamma_t = 7,04$$

Акцептанс накопителя выбирается таким, чтобы обеспечить замедление пучка антипротонов, эмиттанс которого в конце за-

медления составляет согласно варианту В, табл.1.

$$\mathcal{E} = 360 \text{ мм.мрад}$$

При максимальном значении бета-функции 12 м такому акцептансу соответствует бетатронный размер пучка

$$a_{\bar{p}} = 6,6 \text{ см}$$

а его энергетический размер после замедления ($\Delta P/P = 4 \cdot 10^{-3}$, $\psi_{\text{max}} = 1 \text{ м, см.разд. VI.2}$ и рис.10) равен

$$\Delta z_{\psi} = \psi \frac{\Delta P}{P} = 0,4 \text{ см}$$

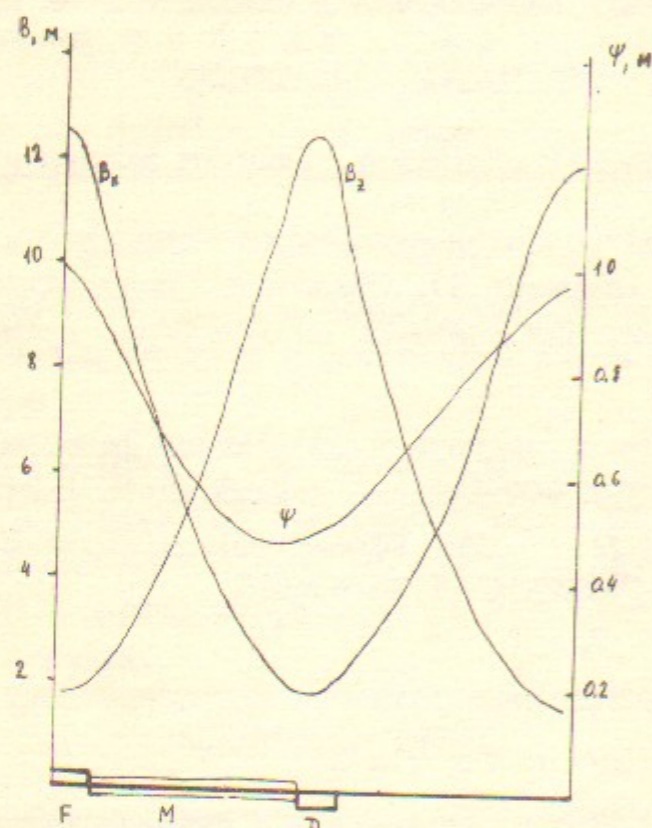


Рис.10. Поведение бетатронных (β_x, β_z) и дисперсионной (ψ) функций синхротрона-замедлителя на длине элемента периодичности.

F - фокусирующая линза, D - дефокусирующая линза (каждая - длиной 50 см), M - магнит

Таким образом, апертура магнитов накопителя должна быть

$$A > a_{\bar{p}} + \Delta z_{\psi} = \pm 7 \text{ см}$$

Отметим, что сразу после инжекции (до поворота в фазовом пространстве) размеры пучка значительно меньше апертуры:

$$a_{\bar{p}} = 2,7 \text{ см}, \quad \Delta z_{\psi} = 3 \text{ см}$$

Приведенные параметры собраны в таблице 3.

Таблица 3

Параметры синхротрона-замедлителя

Периметр замедлителя	м	200		
Критическая энергия	ГэВ	5,6	($\gamma_c = 7,04$)	
Энергия инжекции	ГэВ	4,7	($\gamma_i = 6$)	
Импульс инжекции	ГэВ/с	5,5		
Частота обращения	МГц	1,48		
Начальный разброс антипротонов по импульсу				$\pm 3,2 \cdot 10^{-2}$
Длина инжектируемых сгустков, м		1		
Число инжектируемых сгустков		4		
Резонаторы ВЧ-системы			поворот	замедление
			1-й	2-й
частота	МГц	17,748	35,496	5,916
кратность		12	24	4
напряжение	кВ	1000	150	40+70
Длительность поворота	мксек	140		

Магнитная структура

Число элементов периодичности		4 x 7 = 28
Длина элемента периодичности	м	7,143
Поле в магнитах	кГс	13,9
Апертура в магнитах	см	$\pm 7,5$
Градиент в линзах	кГс/см	1,8
Бетатронные числа:	ν_x	7,559
	ν_z	7,8876
Акцептанс	мм.мрад	360

Выпуск и впуск антипротонов производится в вертикальной плоскости, как показано схематически на рис.11, 12. Каждая из систем занимает два соседних промежутка: в одном из них располагается впускной (или, соответственно, выпускной) магнит, занимающий половину длины промежутка, второй промежуток целиком занимает отклоняющая система. Магниты установлены за огибающей.



Рис.11. Схема впуска антипротонов в синхротрон-замедлитель

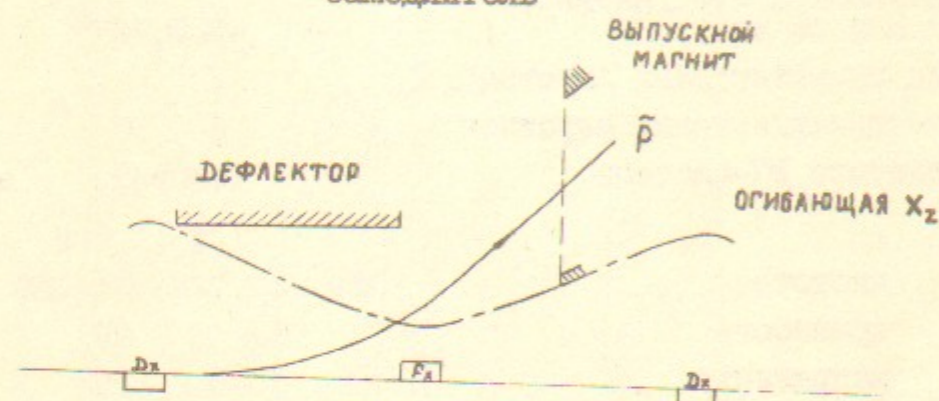


Рис.12. Схема выпуска антипротонов из синхротрона-замедлителя

При этом максимальное отклонение траектории впускаемого или выпускаемого пучка от медианной плоскости в линзе F мало, а оггибающая имеет минимум. Максимум оггибающей приблизительно втрое больше минимума и находится в линзе D . Поэтому все линзы могут иметь одинаковую апертуру, не требуется применения специальных линз.

Дефлектор и выпускной магнит полноапертурные. Инфлектор и впускной магнит могут быть подвижными и вдвигаться в рабочую апертуру только на время инжекции. В этом случае для питания инфлектора требуется приблизительно втрое меньший ток.

Основные параметры системы впуска и выпуска для случая использования ферритовых полноапертурных отклоняющих систем приведены в таблице 4.

Таблица 4

Параметры систем впуска-выпуска

В П У С К

Импульс антипротонов	ГэВ/с	5,5
Эмиттанс	мм.мрад	60
Разброс по импульсу		$\pm 3,2 \cdot 10^{-2}$
Апертура впускного магнита	см ²	7,5 x 4
Апертура инфлектора	см ²	14,5 x 13,5
Координата впуска у ножа впускного магнита	см	8,5
Угол впуска		$- 1,7 \cdot 10^{-2}$
Ток инфлектора	кА	7
Длительность среза импульса тока инфлектора	нс	150
Длительность импульса тока инфлектора	нс	700

В Ы П У С К

Импульс антипротонов	ГэВ/с	0,95
Фазовый объем пучка	мм.мрад	360
Разброс по импульсу		$\pm 4 \cdot 10^{-3}$
Апертура выпускного магнита	см ²	9,5 x 9,5
Апертура дефлектора	см ²	14,5 x 13,5
Заброс пучка у ножа выпускного магнита	см	9,5
Угол выпуска		$- 1,9 \cdot 10^{-2}$
Ток дефлектора	кА	2,5
Длительность импульса тока дефлектора	нс	700
Длительность фронта импульса дефлектора	нс	50

У1.2. ВЧ-система синхротрона-замедлителя

Назначение ВЧ-системы замедлителя состоит в том, чтобы

- 1) поворотом в продольном фазовом пространстве на $\hat{\mu}/2$ максимально уменьшить разброс импульсов в антипротонном пучке;
- 2) замедлить антипротонный пучок до энергии охлаждения.

Способ уменьшения разброса по импульсам поворотом в фазовом пространстве предложен в работе [4]. Для уменьшения напряжения ВЧ магнитная структура накопителя выбирается таким образом, чтобы критическая энергия была близка к энергии инжекции антипротонов.

Предлагается следующая схема замедления антипротонов.

1. Поворот инжектируемых сгустков в фазовом пространстве на угол $\pi/2$ с использованием двух ВЧ-систем, параметры которых приведены в табл.3. При этом разброс по импульсам в сгустке уменьшается так, что он с 15% потерями вписывается в фазовую траекторию с параметрами

$$(\Delta p/p)_{\max} = 4,5 \cdot 10^{-3}, \quad \varphi_{\max} = 0,72, \quad S = \bar{\eta} \varphi_{\max} \cdot \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\max} = 10^{-2}.$$

Длительность поворота 140 мксек.

2. Перед замедлением 4 сгустка антипротонов перехватываются в сепаратрисы 4-й гармоники (частота 5,916 МГц до замедления). Замедление антипротонов производится с небольшим увеличением напряжения с 40 до 70 кВ в конце замедления для того, чтобы частично компенсировать азимутальное расширение сгустка. Темп замедления выбран равным 6 ГэВ/сек. После замедления пучок имеет параметры

$$(\Delta p/p)_{\max} = 0,95 \cdot 10^{-2}, \quad \varphi_{\max} = 1,96, \quad S = 5,84 \cdot 10^{-2}.$$

3. После замедления производится адиабатическое выключение напряжения за 10 мсек. При этом пучок разбунчивается $|\varphi| \leq \bar{\eta}, \quad \Delta p/p = \pm 4 \cdot 10^{-3}.$

Эта схема иллюстрируется рисунками 13, 14.

Примерные параметры ВЧ-системы можно оценить следующим образом. Для феррита марки "I50 ВЧ" максимальные значения поля и индукции составляют $H_{\max} = 8 \text{ Э}, B_{\max} = 2800 \text{ Гс}.$ При этом необходимая площадь феррита равна

$$S = \frac{10^8 V}{\omega B_{\max}} = 4 \cdot 10^3 \text{ см}^2.$$

При внутреннем радиусе колец 10 см и внешнем 20 см требуется длина резонатора $L = 400 \text{ см},$ так что вес феррита составит примерно 1,8 т.

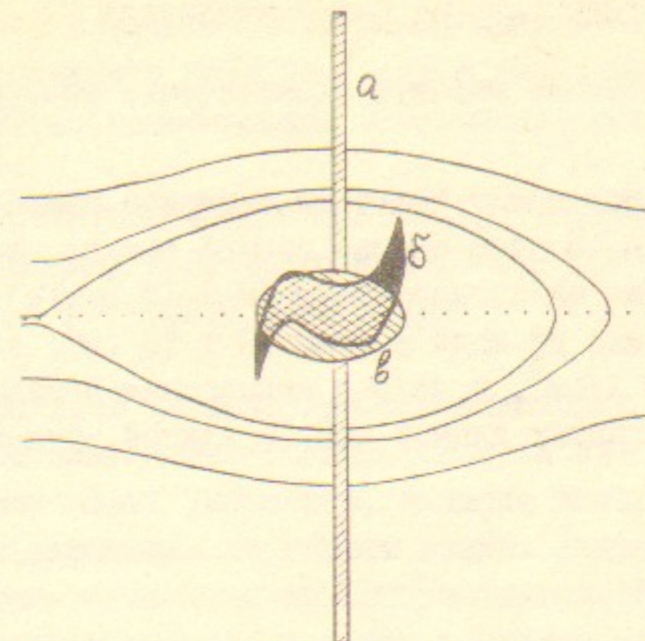


Рис.13. Захват антипротонов в замедление

а - положение антипротонов в фазовом пространстве сразу после инжекции, б - после поворота на $\pi/2,$ в - фазовый объем, охлаждаемый после замедления

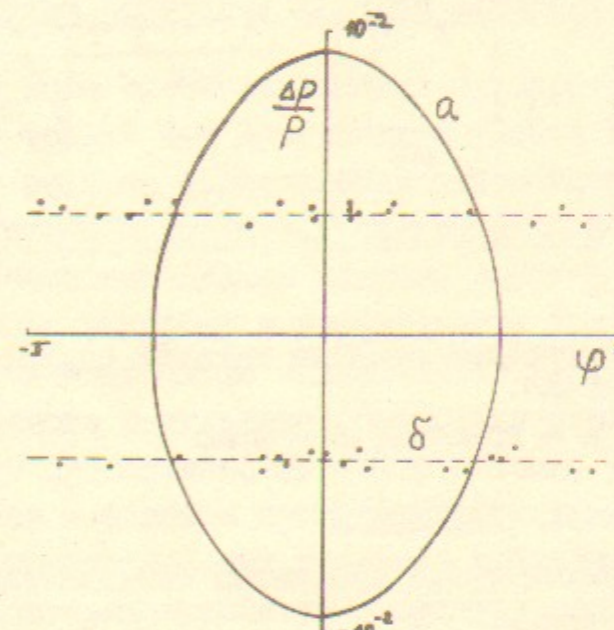


Рис.14. Адиабатическая разбунчивровка пучка антипротонов

а - положение антипротонов сразу после замедления, б - то же, после медленного выключения напряжения ($T = 10 \text{ мсек}.$)

Энергия магнитного поля в феррите 34 Дж. При потерях $t_g \delta = 0,02$ необходима мощность 11 МВ в течение времени 120 мксек на частоте 17,7 МГц.

У1.3. Магнит синхротрона-замедлителя

Поперечное сечение магнита схематически изображено на рис.15.

Свободный зазор между полюсами и ширина полюсов должны составлять $h = 15$ см. В этом случае полный ток для достижения необходимого значения магнитного поля ($H = 13,9$ кГс) равен 166кА. Если выбрать сечение по меди равным 30×15 см², то плотность тока составит 368 А/см², и полная мгновенная активная мощность, теряемая на 28 магнитах длиной 300 см каждый, будет составлять 8 МВт.

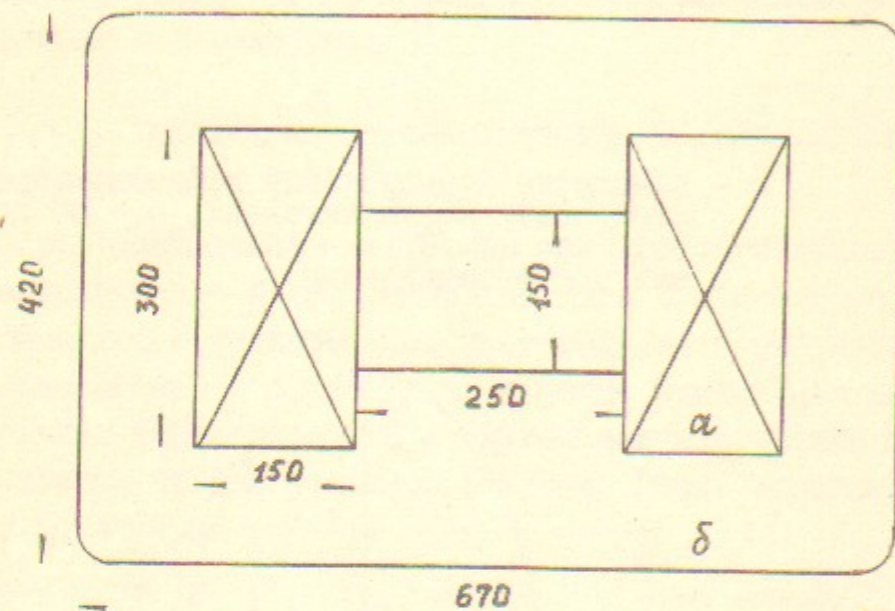


Рис.15. Поперечное сечение магнита синхротрона-замедлителя.

а — обмотка, б — ярмо

Таблица 5

Некоторые технические параметры магнита-замедлителя

Максимальное значение магнитного поля	кГс	14
Мощность потерь	МВт	1,8
Полный вес железа	т	100
Полный вес меди	т	60
Вес одного магнита	т	5,2
Энергия, запасенная в магнитном поле	МДж	1,45

При работе в режиме однократных импульсов с временем подъема и спада магнитного поля по 1 сек и периодом повторения 7сек средняя мощность, рассеиваемая в магнитах, составит 0,26 МВт.

УП. ПЕРСПЕКТИВЫ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ АНТИПРОТОННОГО ИСТОЧНИКА УНК. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СКОРОСТИ НАКОПЛЕНИЯ

В этом разделе рассматриваются некоторые возможности повышения скорости накопления антипротонов за счет введения в дальнейшем дополнительных устройств, наличие которых не обязательно для работы источника на первом этапе. Разработка и осуществление программы последовательного усовершенствования комплекса установок антипротонного источника позволит наращивать его производительность. Отметим, что пункты УП.1,2 окажутся излишними, если будет достигнута возможность эффективного стохастического охлаждения интенсивных пучков.

УП.1. Система протонных каналов-задержек

Приведенная выше схема накопления антипротонов предполагает использование только 4-х протонных сгустков У-70 из 30. При этом коэффициент захвата определяется отношением суммарной длины впущенных сгустков к периметру синхротрона-замедлителя, так что уменьшение абсолютной длины каждого сгустка У-70 приводит к пропорциональному выигрышу в коэффициенте захвата. В то же время прямое увеличение числа захваченных сгустков антипротонов не дает желаемого результата, поскольку означает увеличение их суммарного продольного фазового объема, так что плотность антипротонов в фазовом пространстве сохраняется. Заметим, однако, что при преобразовании протонов в антипротоны последние, полностью повторяя временную структуру протонного пучка, не чувствительны к его поперечному фазовому объему (при условии, что акцептанс замедлителя много больше эмиттанса протонного пучка) и к разбросу протонов по импульсу. Это позволяет сложить несколько протонных сгустков в один той же длины путем продольного смещения их друг относительно друга с разнесением по поперечному фазовому объему или по продольному импульсу. Этот способ приводит к пропорциональному увеличению фазовой плотности антипротонов в пределах заданного акцептанса.

Для осуществления такого смещения выпущенные из У-70 семь сгустков протонов должны быть направлены в различные транспортные каналы, отличающиеся друг от друга по длине на расстояние между сгустками (рис.16). Задержанные таким образом сгустки направляются на фокусирующую систему из 7 независимых литиевых линз, разнесенных в поперечном направлении и установленных так, что их оптические оси пересекаются в центре мишени. Величина разнесения линз ограничена углами сходимости пучков в центр мишени, которые должны быть меньше угла собирания антипротонов. В случае семи пучков с эмиттансом порядка $2 \cdot 10^{-6}$ рад.м каждый, фокусируемых на мишень в пятно радиусом 0,45 мм, при расстояниях между их осями на фокусирующей системе в два диаметра пучка, что эквивалентно увеличению эмиттанса протонов в 5 раз (рис.17), средняя эффективность захвата антипротонов в акцептанс $7 \cdot 10^{-5}$ рад.м составляет 0,97 от своего значения для одного пучка, фокусируемого в тот же размер.

Для такого преобразования пучка нужно создать 6 каналов, позволяющих задержать сгустки соответственно на 50, 100, 150, 200, 250 и 300 метров, и забросами при помощи инфлекторов направить каждый из 6 последующих сгустков в соответствующие каналы, собрав таким образом 28 сгустков в 4 с интервалами между ними по 350 м. Для впуска такой последовательности сгустков в замедлитель с периметром 200 м и потребуется впускной инфлектор, на который подаются последовательно 4 импульса длительностью порядка 250 нс или менее каждый с интервалами 1170 нсек между ними. Генератор, работающий в таком режиме, принципиальная возможность создания которого рассмотрена в ИЯФ, является предметом новой и достаточно сложной разработки. В настоящее время более простым представляется решение этой задачи путем размещения в одном прямолинейном промежутке 4-х независимых инфлекторов. Чтобы создать примерно одинаковые геометрические условия для всех впускаемых сгустков, каждый инфлектор должен состоять из 4-х или более частей, равномерно распределенных по длине промежутка. Так как в данном случае для впуска каждого сгустка формируется отдельный токовый импульс, скважность их оказывается достаточно большой (более 10), и требования на крутизну фронта импульсов практически отсутствуют. Поэтому инфлекторы можно питать униполярными синусоидальными импульсами длительностью 250 нсек, что существенно упрощает задачу.

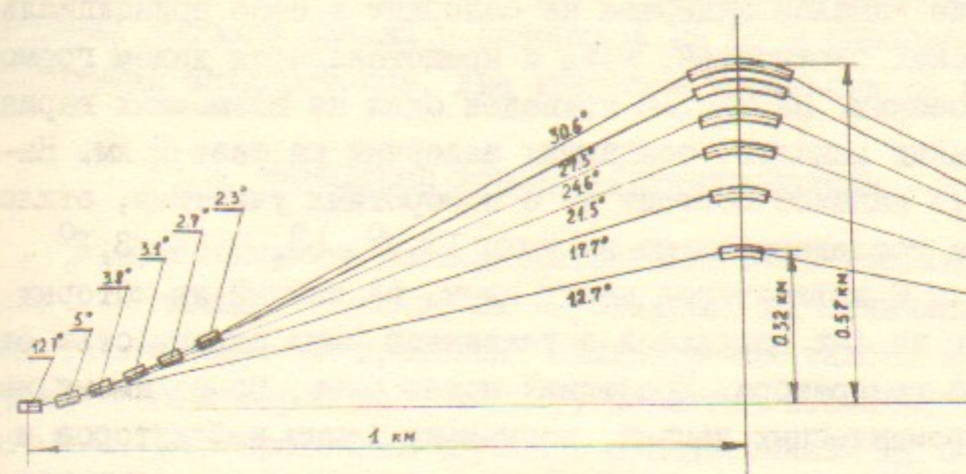
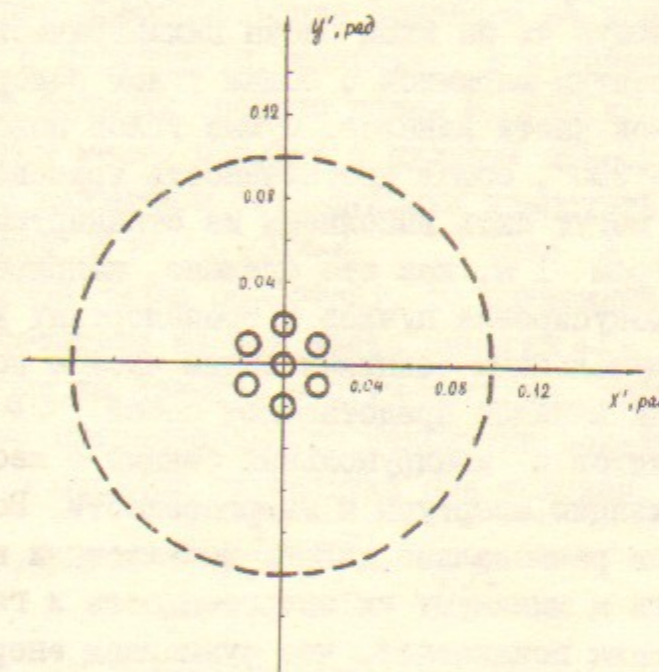


Рис.16. Каналы задержек

Рис.17. Схема сложения протонных сгустков в плоскости (x', y') в середине мишени. Пунктиром показан угловой размер акцептанса

Создание каналов задержек не содержит в себе принципиальных технических сложностей, хотя и представляется делом громоздким и энергоемким. На рис.16 приведен один из возможных вариантов схемы таких каналов, создающих задержки на базе 2 км. Начальная часть каналов состоит из 6 поворотных участков, отклоняющих пучки последовательно на углы $12,7^\circ$, 5° , $3,8^\circ$, $3,1^\circ$, $2,7^\circ$ и $2,3^\circ$ и 6 инфлекторов между ними, на каждый из которых подается пучок из 4-х импульсов с указанной выше скважностью от специального генератора. Последний может быть, по-видимому, выполнен на промышленных лампах, поскольку длины инфлекторов и базы отклонения здесь не ограничены, а пучок имеет очень малый эмиттанс. В средней части каналов повороты пучков осуществляются магнитами с суммарным углом поворота 270° . Наконец, выходная часть каналов представляет собой трехмерную разводку пучков, распределяющую их на вход блока цилиндрических линз с помощью системы септум-магнитов с общим углом поворота $29,6^\circ$, как и в начальной части каналов. Сумма углов поворота на всех шести каналах - 330° , общая протяженность транспортных линий

13 км. Линии могут быть выполнены из стандартных канализационных труб диаметром 1 м, как это сделано, например, в Лаборатории им.Ферми. Фокусировка пучков в транспортных каналах осуществляется квадрупольными секциями общим числом порядка 200. Поворотные участки каналов представляют собой FODO структуру из плоских магнитов и квадрупольных секций с жесткостью, определяющей минимизацию апертуры и энергоемкости. Все магнитные элементы каналов рационально делать импульсными и одновитковыми, чтобы свести к минимуму их энергоемкость и габариты. Предварительная оценка показывает, что суммарная энергоемкость всех элементов может составить 5 МДж и средняя потребляемая мощность 1 МВт. Могут быть рассмотрены и другие схемы каналов задержек, в том числе с меньшей базой, но большим углом поворота (например, с базой 600 м и суммарным углом 850° при радиусе поворотов 150 м, и с углом 580° при радиусе 50 м).

Создание системы каналов-задержек позволит в 7 раз увеличить скорость накопления, доведя её до (Табл.1, вариант В)

$$\dot{N}_p \approx 3,3 \cdot 10^8 \text{ п/сек.}$$

Заметим, что каналы задержек могут вводиться поэтапно. Создание первого канала с задержкой на 50 м удваивает скорость накопления антипротонов, два канала - утраивают её и т.д.

УП.2. Магнитная дорожка-группирователь

Если в процессе усовершенствования У-70 импульсный разброс в протонном пучке удастся уменьшить до величины $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ (что реализовано на протонных синхротронах такого класса, например - синхротрон лаб. Ферми), появится возможность поперечного сложения протонных ступок с разнесением их по продольным импульсам без изменения поперечного фазового объема, что в сочетании с каналами задержек позволит собрать все протоны в один ступок с сохранением его исходной длительности.

Схема такого преобразования основана на использовании магнитной дорожки с периметром, например, в четверть периметра У-70 и в 4 раза большим средним полем $H_{cp} \approx 40$ кГс. Если в специально выбранном месте дорожки с нулевой пси-функцией и ее производной и с минимумом бета-функции поместить вольфрамную пластину толщиной $\Delta \approx \lambda_{ag} / 3(n-1)$ (где λ_{ag} - ядерная длина, n - желаемое число оборотов), то впущенный на наружном радиусе пучок потеряет на ней часть энергии $\Delta E = \frac{200}{3(n-1)} \text{ МэВ}$ и на первом же обороте на азимуте септум-магнита, расположенного в месте специально организованного максимума пси-функции, сместится по радиусу и отойдет от септума при условии:

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_w \psi_m \geq 2 \sqrt{\psi_m^2 \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_o^2 + \epsilon_p \beta_s}$$

Здесь $(\Delta P/P)_w$ - потеря импульса на мишени, $(\Delta P/P)_o$ - импульсный разброс в пучке, ψ_m и β_s - пси- и бета-функции на азимуте магнита. Это условие накладывает не слишком жесткие требования на β_s и ψ : $\beta_s = 10$ м, $\psi_m \geq 50$ м при $(\Delta P/P)_o = \pm 10^{-4}$ и $(\Delta P/P)_w = 2,5 \cdot 10^{-4}$. Отсутствие раскачки бетатронных колебаний после скачкообразного сброса энергии на мишени обеспечивается равенством нулю ψ и ψ' , а углами многократного рассеяния можно пренебречь при условии, что бета-функция в месте мишени $\beta_m \sim 1 \text{ м} \ll \frac{\epsilon_p}{\langle \theta^2 \rangle}$ ($\langle \theta^2 \rangle$ - средний квадрат угла рассеяния в мишени).

После 4-х оборотов первого сгустка в кольце окажутся все 28 сгустков, разложенные по энергиям в соответствии с пси-функцией дорожки и совмещенные по 4 в поперечном фазовом пространстве. При этом первый сгусток пройдет мишень 3 раза и на одной трети ядерной длины потеряет за счет ядерного поглощения 30% частиц. Последний сгусток ни разу не пройдет мишень, так что средние потери составят 15%. Однооборотный выпуск пучка осуществляется 4-го оборота перед входом в мишень; равенство нулю ψ и ψ' в месте выпуска обеспечивает отсутствие хроматической дисперсии в пучке. Точное совмещение каждых четырех сгустков по длине будет обеспечено, если полное число сгустков будет кратно отношению периметров $U-70$ и дорожки, а значение коэффициента уплотнения орбит дорожки близко к нулю. Задержанный затем 6-ю каналами задержки и сфокусированный на мишень системой из семи литиевых линз протонный пучок произведет один антипротонный сгусток с фазовой плотностью, увеличенной в 28 раз.

Если разброс по импульсам в $U-70$ останется на уровне

10^{-3} , такая схема может быть применена при условии предварительной монохроматизации протонного пучка с некоторыми дополнительными потерями и увеличением поперечного фазового объема пучка по вертикали. Для этого в выпущенном из $U-70$ пучке создается вертикальная координатная дисперсия, в максимуме которой помещается мишень в виде клина для создания градиента ионизационных потерь по вертикали, равного градиенту энергии в пучке. Степень монохроматизации при этом равна отношению максимальной дисперсии на мишени к размеру моноэнергетического пучка. В том же отношении происходит увеличение вертикального эмиттанса пучка. Для уменьшения влияния рассеяния бета-функция пучка на мишени должна быть достаточно малой (≤ 1 м).

Указанный выше выигрыш в фазовой плотности антипротонов может быть реализован полностью, если система растяжения импульса в замедлителе сможет растянуть его на весь периметр кольца.

Если же исходная величина растяжки на $1/4$ периметра сохранится (например, если длительность сгустка $U-70$ будет сокращена до 1 м или менее), это будет означать, что $3/4$ периметра замедлителя окажутся свободными. В таком случае реализация выигрыша может быть осуществлена путем собирания антипротонов с соседних участков спектра по следующей схеме.

Антипротоны, выходящие с мишени в широком спектре, собираются цилиндрической линзой, причем фокальная плоскость линзы для одних частиц находится в центре мишени и смещена с него для частиц с импульсами, отличающимися, например, на 5%, 10% и 15%. Если после линзы разместить магнит-спектрометр, раскладывающий антипротоны по углу, и по оси каждого пучка с интересующими нас импульсами (например, 5,25 ГэВ, 5,5 ГэВ и 5,75 ГэВ) поставить линзы, согласующие пучки с последующими трактами, мы получим 4 отсепарированных пучка с указанными выше равновесными импульсами. Один из этих пучков направляется непосредственно в замедлитель, остальные же могут инжектироваться в него с соответствующими задержками на $1/4$ периметра после доускорения соответственно на 5%, 10% и 15% в специальных синхротронах за время порядка миллисекунды. Впущенный в замедлитель первый сгусток должен быть захвачен в сепаратрису и сохранять свой размер до инжекции остальных сгустков, после чего может начаться процесс растяжки всех сгустков.

Создание синхротрона-монохроматизатора представляется значительно более простым и дешевым, чем синхротрона-замедлителя уже хотя бы потому, что он должен изменить энергию пучка только на величину 5-15% и имеет в пять раз меньший адмитанс. В нем отсутствуют сложные ВЧ устройства, создающие растяжку длительности сгустков. В связи с меньшим адмитансом существенно проще системы впуска и выпуска, питание которых для всех трех синхротронов можно производить от общих генераторов, так как выпущенные сгустки должны быть задержаны друг относительно друга. Определенную сложность представляет собой ускоряющая ВЧ система, которая должна обеспечить в импульсном режиме напряжение 1-2 мегавольта для захвата пучка с энергетическим разбросом $\pm 3\%$ на длине волны в несколько метров, близкой к длительности сгустка, хотя на современном уровне высокочастотной техники эта задача не содержит в себе принципиальных технических сложностей. На рис. 18 представлен вид возможного расположения элементов полного антипротонного комплекса.

Поэтапная реализация перечисленных выше возможностей, включая переход к каскадной или токовой мишени, дающей двукратный выигрыш (см. п. 3 настоящего раздела), может увеличить скорость

накопления антипротонов приблизительно в 50 раз от начальной цифры проекта и превратить антипротонный комплекс в производительную "антипротонную фабрику" со скоростью накопления более чем 10^9 антипротонов в секунду.

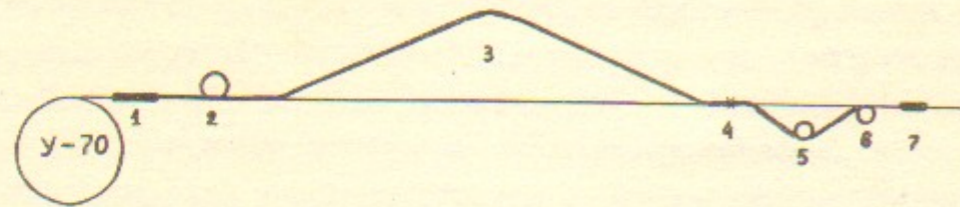


Рис. 18. Перспективная схема источника антипротонов.

- 1 - монохроматизатор, 2 - группирователь,
3 - каналы задержек, 4 - мишенная станция,
5 - синхротроны-монохроматизаторы,
6 - синхротрон-замедлитель, 7 - накопитель-охладитель

УП.3. Каскадный конвертор

Для повышения эффективности конверсии антипротонов в пределах акцептанса замедлителя может быть применена конверсионная система, описанная в [3]. Она представляет собой мишень, разделенную на несколько частей, между которыми помещаются литиевые линзы, передающие изображение антипротонного пучка с мишени на мишень. Эффективность захвата в этом случае находится как

$$F(Z_{opt}^n) \cong \frac{8}{3} \cdot n \cdot \frac{\varepsilon}{\langle \theta^2 \rangle} \cdot \frac{\exp(-Z_{opt}^n / \lambda)}{\lambda + n Z_{opt}^n / \lambda}$$

$$Z_{opt}^n \cong \frac{Z_{opt}^1}{\sqrt{n}} \cong \frac{1.3 \lambda}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\langle \theta^2 \rangle \lambda} + \frac{z_0^2}{\lambda \varepsilon}}$$

В случае $\varepsilon = 70$ мм.мрад, $\rho c = 6$ ГэВ, $z_0 = 0,5$ мм увеличение эффективности от применения системы из трех мишеней и двух линз составляет ~ 2 . Угол собирания антипротонов при этом возрастает в \sqrt{n} , т.е. в 3 раза, что требует разработки литиевой линзы с полями до 300 кГс на поверхности.

Отметим, что примерно такой же выигрыш можно получить за счет применения токовой мишени длиной ~ 7 см, диаметром

1 мм с полем на поверхности ~ 1 МГс. Такая мишень может работать только во взрывном режиме [12].

УП.4. Повышение скорости накопления за счет полного использования ускоренных протонов

В обсуждавшемся выше варианте В накопления антипротонов время затухания составляет 1,4 сек, что существенно меньше длительности цикла ($\tau_c = 7$ сек). В этом случае появляется возможность многократной инжекции антипротонов в накопитель, если удастся решить технические проблемы по созданию длительного плато магнитного поля на высокой энергии У-70 и удержанию коротких сгустков протонов на плато. Схема работы в этом варианте может выглядеть следующим образом.

1. Ускорение протонов за 3 сек до максимальной энергии (возможно, в районе 40-70 ГэВ).
2. Конверсия протонов в антипротоны по 4 сгустка за каждые 2 сек в течение 14 сек. Охлаждение и накопление полученных антипротонов в соответствии с обсуждавшейся выше схемой.
3. Опускание магнитного поля У-70 в течение 3 сек.

В этой схеме используются 28 протонных сгустков из 30, но длительность полного цикла увеличивается до 20 сек. В результате выигрыш в скорости накопления антипротонов составляет 2,5, или

$$\dot{N}_{\bar{p}} = 1,2 \cdot 10^8 \text{ } \bar{p}/\text{сек}$$

УП.5. Повышение энергии инжекции в У-70

Качество протонного пучка, ускоренного в У-70, кардинально влияет на производительность антипротонного источника (см. разд. II). Может оказаться, что после реализации бустерного режима в У-70 фазовый объем ускоренного пучка будет недопустимо велик, и основной причиной этого являются различные возмущения, связанные с переходом через критическую энергию. Если преодолеть влияние этих возмущений в должной степени не удастся, представляется оправданным в масштабах программы УНК сооружение еще

одного бустера, позволяющего инжектировать протоны в У-70 на энергии выше критической ($E \sim 10$ ГэВ).

УП.6. Промежуток встречи в УНК с малой бета-функцией

В оценках светимости (5.46) принято значение бета-функции на участке встречи равным $\beta_{exp} = 1$ м. Этот выбор - в известной мере дань традиции. Сейчас, по-видимому, можно говорить уже о сооружении промежутка встречи с $\beta_{exp} = 0,3$ м. Параметры необходимых для этого линз можно оценить следующим образом. Если в промежутке встречи, где "старое" значение бета-функции равняется β , поместить два квадрупольных дублета, отстоящих на расстоянии $2d$ друг от друга, то новое значение бета-функции имеет минимальное значение

$$\beta^* = \frac{F^2}{\beta} \quad (7.1)$$

если фокусное расстояние каждого из дублетов

$$F = \sqrt{d} \quad (7.2)$$

В таблице 6 приведены примерные параметры линз для промежутка с малой бета-функцией. Для того, чтобы эти параметры были реализуемыми, нужно по возможности увеличить значение невозмущенной бета-функции в том месте, где расположены дублеты, формирующие малую бета-функцию (их включение производится, естественно, после ускорения частиц до энергии эксперимента).

Таблица 6

Параметры участка встречи с малой бета-функцией

Бета-функция места встречи	м	0,3	
Невозмущенная бета-функция	м	1000	
Фокусное расстояние дублета	м	17,3	
Расстояние между дублетами	м	34,6	
Длина линзы в дублете	м	2	
		УНК-I	УНК-II
Энергия частиц	ГэВ	400	3000
Градиент поля в линзе	кГс/см	11	82,5

Один из возможных путей реализации таких оптических систем - разработка и использование линз с перестраиваемыми апертурой и фокусным расстоянием.

УП.7. Электронное охлаждение протонных и антипротонных пучков в режиме встречи

Решение проблемы высокой светимости встречных $p\bar{p}$ -пучков в УНК во многом зависит от того, насколько успешно удастся преодолеть взаимное возмущающее влияние $p\bar{p}$ -сгустков и убрать другие "греющие" факторы (шумы ВЧ, взаимодействия с остаточным газом и др.). Внесение трения в пучок может сыграть в этом определяющую роль. Чрезвычайно важно поэтому исследовать возможность использования в УНК электронного охлаждения и при высоких энергиях в режиме встречи. Применение метода стохастического охлаждения здесь бесперспективно из-за высокой линейной плотности сгустков и малости разброса частот движения частиц.

Время электронного охлаждения сильно зависит от соотношения эмиттансов электронного и охлаждаемого пучков. Наилучшими являются условия, когда

$$\varepsilon_e < \varepsilon_p, \varepsilon_{\bar{p}}.$$

В этом случае для получения заданного времени охлаждения светимость не должна превышать значения 10^{10} :

$$\frac{\mathcal{L}_e}{n_b} \leq \frac{f_0 (\Delta\nu)^2}{4z_p^2} \left[10^3 \eta N_e \frac{m}{M} \text{Log} \left(\frac{\beta_{cool}}{\beta_{exp}} \right)^{1/2} \frac{z_e c \tau}{e \beta_{exp}^2} \right]^{2/5} \quad (7.3)$$

где f_0 - частота обращения протонов в УНК, $\Delta\nu$ - сдвиг частоты бетатронных колебаний протонов (антипротонов) из-за взаимодействия встречающихся сгустков, n_b - число сгустков в каждом пучке, l - длина сгустка, $\text{Log} \approx 15$ - кулоновский логарифм, $\beta_{cool}, \beta_{exp}$ - значения бета-функций на участках охлаждения и встречи, соответственно, N_e - число электронов в охлаждающем пучке, η - доля периметра УНК, занятая участком охлаждения, z_e, z_p - классические радиусы электрона, протона. Если принять необходимое время охлаждения равным

$$\tau = 10^3 \text{сек},$$

то при значениях параметров

$$f_0 = 1,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$$

$$\Delta v = 10^{-2}$$

$$N_e = 10^{12}$$

$$\beta_{cool} = 1 \text{ км}$$

$$\beta_{exp} = 1 \text{ м}$$

$$l = 1 \text{ м}$$

$$\eta = 10^{-2}$$

$n_b = 10$ (с разведением пучков в неиспользуемых местах встреч) предельная светимость получается равной

$$\frac{\alpha_{\Sigma}}{n_b} \simeq 2 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$$

Электронный охлаждающий ступок должен циркулировать в специальном смежном накопителе при энергии $E_e = E_p \frac{m_e}{m_p}$, охлаждаемая радиационно. Его энергетический разброс и эмиттанс будут определяться квантовыми флуктуациями излучения и процессами взаимного рассеяния частиц в пучке (Тушек-эффект). Если при этом не удастся соблюсти условие $\epsilon_e < \epsilon_p$, то скорость охлаждения без принятия дополнительных мер окажется резко уменьшенной. Это уменьшение можно компенсировать, если ввести жесткую фокусировку электронов на участке охлаждения ($\beta_e \ll l_{cool}$) и определенным образом оптимизировать фокусирующую структуру электронного накопителя. При максимально возможной компенсации соответствующее ограничение на светимость будет отличаться от (7.3) лишь потерей кулоновского логарифма Log в правой части.

УШ. СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ АНТИПРОТОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

В этом разделе проведено сравнение проектных параметров антипротонных источников физических центров ЦЕРН, лаборатории им. Ферми и ИФВЭ. Параметры источников ЦЕРН и лаб. Ферми получены на основании данных из публикаций [13, 14].

Таблица 7

Сравнение параметров \bar{p} -источников

1. Параметры протонного пучка

Лаборатория		ЦЕРН	лаб. Ферми	ИФВЭ
Энергия	ГэВ	28	80	70
Число протонов за цикл		$1 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$6,6 \cdot 10^{12}$

Таблица 7 (продолжение)

Лаборатория		ЦЕРН	Лаб Ферми	ИФВЭ
2. Параметры -пучка и мишени				
Длительность цикла	сек	2,6	8	7
Импульс антипротонов	ГэВ/с	3,5	4,6	5,5
Эмиттанс инъекции	мм.мрад	100	4,8	60
Разброс по импульсу на энергии инъекции		$\pm 0,75\%$	$\pm 2\%$	$\pm 3,2\%$
Число антипротонов за цикл		$2,5 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^8$
Скорость накопления	сек ⁻¹	$1 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^6$	$4,7 \cdot 10^7$

Проведенные для них оценки скорости накопления на основании представлений, изложенных в настоящей работе, хорошо согласуются с данными, которые приводятся в проектах лабораторий.

IX. НАКОПЛЕНИЕ АНТИДЕЙТОНОВ

Предложенная схема антипротонного источника пригодна практически без изменений для накопления антидейтонов и других антиядер - с потерей, естественно, в интенсивности, так как эффективность рождения антидейтонов приблизительно в 10^4 раз ниже, чем антипротоны.

При конверсии протонов в античастицы и инъекции в синхротрон-замедлитель попадут антипротоны, антидейтоны и другие частицы с одинаковым импульсом. Для выделения антидейтонного пучка можно, например, включив "антидейтонное" ВЧ, изменить поле на "апертурную" величину; в результате сохранятся только частицы, захваченные в ВЧ, т.е. антидейтоны.

При этом открывается возможность эффективного использования первичного стохастического охлаждения, так как число антидейтонов за цикл будет еще слишком малым, чтобы заметно ограничивать скорость охлаждения. Тогда можно полностью использовать фазовый объем замедлителя и все протоны У-70, поскольку

снимается жесткое ограничение на длину сгустка, инжектируемого в синхротрон-замедлитель. Схема накопления антидейтонов, в которой используется первичное стохастическое охлаждение, содержит следующие операции:

- 1) ускорение протонов в У-70 до энергии 70 ГэВ,
- 2) адиабатическое выключение 30-й гармоники ВЧ в У-70 и "распускание" сгустков,
- 3) адиабатическое включение 1-й гармоники ВЧ, формирование одного сгустка,
- 4) "поворот" - укорочение сгустка до длины периметра синхротрона-замедлителя (быстрым включением большой амплитуды 1-й гармоники ВЧ),
- 5) однооборотный выпуск на конвертор и инжекция в синхротрон-замедлитель антидейтонов с энергией около 5 ГэВ,
- 6) стохастическое охлаждение с уменьшением разброса по импульсу и эмиттанса пучка (см. ниже),
- 7) замедление антидейтонов до энергии 226 МэВ (тот же импульс 0,95 ГэВ/с, что и для антипротонов),
- 8) переборс антидейтонов в накопитель-охладитель, охлаждение и удержание.

Оценим скорость накопления антидейтонов в простейшем варианте, считая импульс охлаждаемых антидейтонов тем же, что и для антипротонов (954 МэВ/с). В этом случае, сохраняя плотность охлаждающего тока $j_e = 1,5 \text{ А/см}^2$ (Вариант В), можно вообще не перестраивать магнитную систему накопителя-охладителя, а лишь только понизить энергию электронов до 61,5 кэВ.

Для получения максимальной скорости накопления ($\varepsilon \cdot \frac{d\rho}{\rho} = \max$) нужно 2/3 апертуры синхротрона-замедлителя отвести под бетатронный размер пучка, а 1/3 под "энергетический" размер. Воспользовавшись данными рис. 10 и табл. 3, найдем эмиттанс и разброс по импульсу антидейтонного пучка, захватываемого из мишени при максимальном заполнении синхротрона-замедлителя (таблица 8).

До замедления пучок должен быть стохастически охлажден так, чтобы не расширяться до апертурных размеров после замедления, с одной стороны, и чтобы его эмиттанс и разброс по импульсу не превосходили значений, допустимых для электронного охлаждения (см. раздел У.4, вариант В). Поскольку акцептансы замедлителя

и накопителя заданы антипротонным вариантом (360 мм.мрад), тем самым заданы параметры антидейтонного пучка перед охлаждением.

Таблица 8

Параметры антидейтонного пучка

а) на энергии инжекции

Импульс антидейтонов при инжекции в синхротрон-замедлитель	ГэВ/с	5,5
Эмиттанс	мм.мрад	210
Разброс по импульсу		$\pm 2,5 \cdot 10^{-2}$

б) после стохастического охлаждения

Эмиттанс	мм.мрад	$8,4 \cdot 10^{-4}$
----------	---------	---------------------

в) после замедления

Энергия	МэВ	226
β, γ		0,45 1,12
Эмиттанс	мм.мрад	360
Разброс по импульсу		$\pm 4,8 \cdot 10^{-3}$
Время охлаждения	с	0,15
Число частиц за цикл		$2 \cdot 10^5$
Скорость накопления	с^{-1}	$2,8 \cdot 10^4$

А это в свою очередь определяет требования к стохастическому охлаждению: перед замедлением пучок нужно стохастически охладить по эмиттансу в отношении импульсов (12 раз), а по разбросу по импульсу примерно в 5 раз (см. табл. 8).

Отметим, что без использования стохастического охлаждения (работа по варианту В) скорость накопления будет порядка $7,3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, т.е. в 8 раз меньше.

Время охлаждения антидейтонов при указанных параметрах значительно меньше τ_c , так что "вариант В" для них еще менее оптимален, чем для антипротонов. Оптимизация схемы (переход к варианту С) - предмет дальнейшей работы.

Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И., Скринский А.Н. УФН, т.124, в.4, 1978.
2. Colliding Beam Proposal for Fermilab, В сб. "Труды У Всесоюзного совещания по ускорит. зар. частиц", т.П, стр.306, Дубна, 1976. P. McIntyre, D.Cline, F.Mills, C.Rubbia "Collecting Antiprotons in the Fermilab Booster and Very High Energy Proton-Antiproton Interactions", Fermilab Report TM-689-2000, 1976.
3. Будкер Г.И., Всеволожская Т.А. и др. В сб. "Труды У Всесоюзного совещания по ускорит. зар. частиц", т.П, стр.299, Дубна, 1976.
4. Доклад группы ВАПП-НАП. В сб. "Труды УШ Международной конф. по ускорит. заряд. частиц", Женева, ЦЕРН, стр.72, 1971.
5. F.Binon et al. Phys. Lett. 30B, 506, 1969.
6. Yu.M.Antipov et al. Phys. Lett. 34B, 165, 1971.
7. Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Салимов Р.А. "Запуск установки для экспериментов по электронному охлаждению". Препринт ИЯФ СО АН СССР 72-70, Новосибирск, 1970; CERN 77-08, Geneve, 1977.
8. Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Салимов Р.А., Скринский А.Н., Файнштейн В.Г. ЖТФ 46, № 8, 1678, 1976.
9. V.Autin. CERN/PS/AA/79-18, 1979.
10. Дербенев Я.С. "Теория электронного охлаждения". Диссертация ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1978.
11. Балбеков В.И. и др. УНК ИФВЭ (состояние работ). Препринт ИФВЭ ОУНК 78-134, Серпухов, 1978.
12. Будкер Г.И., Всеволожская Т.А., Сильвестров Г.И., Скринский А.Н. "Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц", М., Наука, 1972, т.П, стр.196.
13. H.Kozioł. "Antiproton Accumulator Parameter List". 8th-edition, CERN, September, 1979.
14. Antiproton Source. Fermilab, Oct. 1979.

Работа поступила - 12 сентября 1980 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 22.09-1980г. МН 06932
Усл. 3,0 печ.л., 2,5 учетно-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 182.

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР