



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2012–10
ОУК

С.В. Иванов, О.П. Лебедев

**Поперечная шумовая раскачка пучка
в синхротроне У-70**

Направлено в *ПТЭ*

Протвино 2012

Аннотация

Иванов С.В., Лебедев О.П. Поперечная шумовая раскачка пучка в синхротроне У-70: Препринт ИФВЭ 2012–10. — Протвино, 2012. — 11 с., 6 рис., библиогр.: 4.

В работе изучается поперечная шумовая (стохастическая) раскачка пучка при медленном выводе частиц на нижнем плато магнитного поля в синхротроне У-70 ГНЦ ИФВЭ. Приведено уравнение диффузии частиц и получена оценка достижимого масштаба времени поперечной (горизонтальной) шумовой раскачки. Определена глубина заброса частиц за кромку внутренней мишени-замедлителя и вытекающие из этого требования к геометрии мишени. Приводятся результаты экспериментов на углеродном пучке в У-70.

Abstract

Ivanov S.V., Lebedev O.P. Transverse Noise Blow-Up of Beam in the U-70 Synchrotron: IHEP Preprint 2012–10. — Protvino, 2012. — p. 11, figs. 6, refs.: 4.

The paper studies transverse noise (stochastic) blow-up of beam in course of a slow extraction at magnetic-field flat-bottom of the IHEP U-70 synchrotron. The diffusion equation is put down followed by an estimate of a feasible time scale inherent in the transverse (horizontal) noise blow-up of beam. Depth of beam overshoot inwards edge of the internal energy-degrader target is estimated, and the relevant tolerances upon the target geometry are imposed. Experimental results with a carbon beam in the U-70 machine are presented.

Введение

Практический интерес к проблеме контролируемой поперечной шумовой (стохастической) раскачки пучка в синхротроне У-70 ГНЦ ИФВЭ вызван разработкой технических средств, предназначенных для наведения частиц на внутреннюю мишень-замедлитель. Она используется в схеме медленного вывода углеродного пучка на вводном плато магнитного поля в У-70.

1. Медленный вывод пучка промежуточной энергии

Медленный вывод пучка легких ионов из синхротрона У-70 проводится на нижнем плато магнитного поля. Применяется классическая двухкаскадная схема Пиччиони–Райта (Oreste Piccioni [1], Byron T. Wright [2]). Она использует тонкую внутреннюю мишень-замедлитель (далее ВМ) и отклоняющий магнит (ОМ).

Подобная схема успешно применялась ранее в 71.8-метровом слабофокусирующем протонном синхротроне COSMOTRON [3] (3.3 ГэВ, BNL, США, 1953–66 г. г.). Именно с ее помощью был впервые в мире получен протонный пучок, выведенный из кольцевого резонансного ускорителя на внешнюю мишень.

Схематическое представление схемы Пиччиони–Райта, адаптированной для большого сильнофокусирующего синхротрона У-70, показано на Рис. 1. Используются обозначения: ордината x – радиальное отклонение от равновесной орбиты для номинального импульса p_0 ; абсцисса s – расстояние вдоль орбиты; Π – длина орбиты (1483.7 м); Q – горизонтальная бетатронная частота (9.7–9.9).

Удельная кинетическая энергия циркулирующего пучка ионов углерода $^{12}\text{C}^{6+}$ в У-70 составляет 450–455 МэВ на нуклон (режим накопителя и растяжителя пучка). Частицы из гало пучка наводятся на тонкую мишень-замедлитель ВМ28, расположенную на координате $x > 0$ (внешний радиус) в начале 28-го прямолинейного промежутка магнитной структуры У-70 (ПП28). Материал мишени — бериллий, толщина 4.0 мм.

После однократного взаимодействия с мишенью ВМ28 происходит сброс относительного импульса выводимой фракции пучка $\delta p/p_0 = -0.69\%$ (или -5.20 МэВ на нуклон). В результате частицы вовлекаются в свободные бетатронные колебания относительно новой, смещенной внутрь кольца равновесной орбиты (пунктирная линия на Рис. 1).

Через половину длины волны бетатронных колебаний вниз по ходу пучка на координате $x < 0$ (внутренний радиус) происходит пространственное разделение выводимой фракции и циркулирующего пучка, ожидающего вывода (сплошная линия на Рис. 1). В этом месте (начало 34-го прямолинейного промежутка ПП34) расположен отклоняющий септум магнит ОМ34. Он направляет частицы далее внутрь кольца У-70 в экспериментальный зал 1БВ, где сооружается новый канал транспортировки пучка №25.

В качестве тестового также используется протонный пучок с кинетической энергией 1.32 ГэВ. В этом случае вводится мишень ВМ28 из графита, толщина 30 мм. Сброс относительного импульса тот же, $\delta p/p_0 = -0.69\%$ (или -12.8 МэВ по энергии).

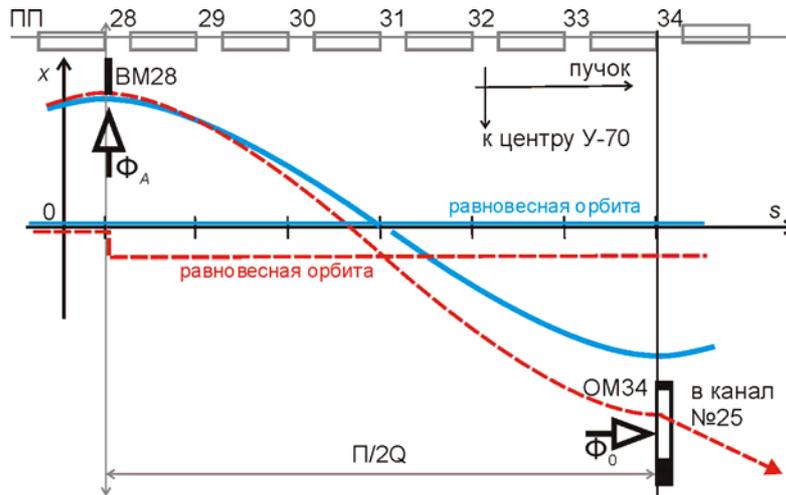


Рис. 1: Схема медленного вывода пучка промежуточной энергии из У-70.

Физическое обоснование этой схемы вывода для У-70 изначально предполагало использование поперечного шумового наведения пучка на ВМ28. Привлекательными сторонами такого наведения являются не только стационарность трасс циркулирующего и выводимого пучков, но и оптимальное азимутальное положение ВМ28. Дело в том, что линейный хроматический разброс углов входа пучка в мишень при поперечной шумовой раскраске составляет

$$\Delta \frac{dx}{ds}_{\text{ВМ28}} = \frac{\Delta p}{p_0} \cdot \left[\frac{\alpha}{\beta} D + \frac{dD}{ds} \right]_{\text{ВМ28}} = \frac{\Delta p}{p_0} \cdot 1.7 \text{ мрад}, \quad (1)$$

где $\Delta p/p_0$ – относительный разброс по импульсам в пучке, β и α – бетатронные амплитудные функции, D – дисперсионная функция (все горизонтальные).

При достигнутом разбросе $\Delta p/p_0 = \pm 0.2\%$ поправка (1) очень мала. Поэтому при бетатронном шумовом наведении все частицы выводимой фракции пучка имеют почти одинаковые углы входа в мишень ВМ28. Это важно для практической реализации схемы Пиччиони–Райта, когда ключевую роль имеет процесс взаимодействия пучка с кромкой, а не с массивом мишени-замедлителя.

2. Уравнение поперечной диффузии

В качестве независимой поперечной переменной используем аналог переменной действия — произведение E полуосей фазового эллипса, по которому движется частица. Рассматривается только горизонтальное бетатронное движение.

Переменная E имеет смысл геометрического (ненормализованного, без множителя π) эмиттанта пучка, охватываемого выбранной фазовой траекторией. Амплитуда поперечных колебаний

$$A(s) = \sqrt{\beta(s)E}, \quad (2)$$

где $\beta(s)$ – амплитудная β -функция, s – расстояние вдоль орбиты.

Пучок согласован с фазовыми траекториями. Его профиль в момент времени t представляется функцией распределения $F(E, t)$.

Предположим, что на пучок действует случайная стационарная дипольная отклоняющая сила с нулевым средним значением. Тогда эволюция $F(E, t)$ описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E} \left(D_1 E \frac{\partial F}{\partial E} \right). \quad (3)$$

Линейная зависимость от E коэффициента диффузии в виде

$$D(E) = D_1 E \quad (4)$$

является следствием предположения о дипольном характере возмущающей силы, профиль (эпюра) которой в границах пучка не зависит от поперечной координаты. Коэффициент пропорциональности D_1 определяется как

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{d\langle E \rangle}{dt} = D_1. \quad (5)$$

Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по статистическому ансамблю реализаций случайного процесса.

Уравнение (2) дополняется начальным условием для $E \geq 0$,

$$F(E, t) \Big|_{t=0} = F_0(E) \quad (6)$$

и парой граничных условий для $t \geq 0$,

$$\Phi(E, t) = -D_1 E \frac{\partial F}{\partial E}(E, t) \Big|_{E=0} = 0, \quad (7)$$

$$F(E, t) \Big|_{E=E_A} = 0. \quad (8)$$

Здесь Φ обозначает диффузионный поток, а E_A есть поперечный аксептанс ускорителя. Условие (7) означает, что в центре пучка нет источника частиц. Условие (8) учитывает, частицы уходят из пучка на апертуре камеры (на внутренней мишени).

Решение краевой задачи (3), (6)–(8) полностью описывает (дипольную) поперечную шумовую раскачку пучка.

3. Временной масштаб процесса диффузии

Считаем, что исходный профиль пучка $F_0(E)$ сосредоточен на отрезке $[0; E_0]$. Величина E_0 имеет смысл начального эмиттанса пучка (полного, по основанию распределения).

Задачу (3), (6)–(8) удобно привести к безразмерному виду, введя приведенные переменные E/E_0 и t/T , где

$$T = \frac{E_0}{D_1}. \quad (9)$$

Интервал времени T определяет характерный временной масштаб протекания диффузионных процессов. Обратившись к уравнению (5), видим, что T имеет физический смысл “постоянной времени удвоения (начального) эмиттанса пучка”. За время T линейный и угловой размеры пучка, не ограниченного по апертуре (т.е. при условии $E_A/E_0 \rightarrow \infty$), увеличились бы $\sqrt{2}$ раз (на 41.4%) каждый.

4. Коэффициент диффузии

Коэффициент $D(E)$ (4) и диффузионное время T (9) определяются величиной D_1 . Ее расчет основан на определении (5) и приводит к выражению

$$D_1 = V^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left| \left[\sqrt{\beta} G \right]_k \right|^2 P_{\Delta dx/ds}((k+Q)\omega_0). \quad (10)$$

Здесь $V = ds/dt$ – линейная скорость пучка, ω_0 – циклическая частота обращения пучка, Q – бетатронная частота, k – целое число, номер гармоники частоты обращения.

В формуле (10) $\Delta dx/ds$ обозначает случайную величину — изменение угла траектории частицы после однократного пересечения (короткого) дефлектора. Излом траектории зависит от величины интеграла поля дефлектора, входящего в числитель равенств

$$\Delta dx/ds = \frac{\delta B L}{B\rho} = \frac{\delta E L}{V B\rho}, \quad (11)$$

где L – эффективная длина дефлектора (магнитного с индукцией δB или электрического с напряженностью δE), $B\rho$ – магнитная жесткость пучка.

Вещественная и четная функция $P_u(\Omega)$ обозначает двустороннюю спектральную плотность мощности случайного сигнала $u(t)$,

$$P_u(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle u(t+\tau)u(t) \rangle \exp(i\Omega\tau) d\tau. \quad (12)$$

Подынтегральная функция в угловых скобках есть четная функция времени τ (автокорреляция стационарного шума $u(t)$). Она не зависит от текущего времени t .

Азимутальная локализация поля дефлектора представлена периодической функцией $G(s) = G(s + \Pi)$, где Π – длина орбиты. Функция $G(s)$ нормирована на единицу,

$$\int_0^{\Pi} G(s) ds = 1. \quad (13)$$

В формулу (10) входят гармоники разложения в ряд Фурье от периодической (с периодом Π) функции

$$\sqrt{\beta(s)}G(s) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} [\sqrt{\beta}G]_k \exp\left(\frac{2\pi i k s}{\Pi}\right). \quad (14)$$

Для очень короткого дефлектора, расположенного на координате s_0 ,

$$G(s) = \delta_{\Pi}(s - s_0), \quad (15)$$

где $\delta_{\Pi}(s)$ – периодическая (с периодом Π) дельта-функция. Тогда

$$[\sqrt{\beta}G]_k = \sqrt{\beta(s_0)} \frac{1}{\Pi} \exp\left(-\frac{2\pi i k s_0}{\Pi}\right). \quad (16)$$

В таком приближении выражение (10) упрощается до

$$D_1 = \left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right)^2 \beta(s_0) \sum_{k=-\infty}^{\infty} P_{\Delta dx/ds}((k+Q)\omega_0) \quad (17)$$

и в таком виде используется далее.

5. Числовые оценки для У-70. Нижнее плато

Шум действует на пучок на дискретных гармониках частоты обращения, смотри ряды в (10), (17). Это открывает возможность использовать для раскачки, например, шум в области нижних частот $|\Omega| < \omega_0/2$.

В этих целях в У-70 для $k = -10$ и $Q = 9.7-9.9$ применяется узкополосный электростатический дефлектор ЭСД2. Он расположен во 2-м прямолинейном промежутке ПП2. Ширина спектра шума (углового отклонения, интеграла поля или собственно поля дефлектора) должна простираться от 0 до $\pm 0.3\omega_0$, т. е. примерно до $\pm 2\pi \times (55-60)$ кГц.

Выполнив обратное преобразование Фурье в формуле (12), получим

$$\langle u(t+\tau)u(t) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_u(\Omega) \exp(-i\Omega\tau) d\Omega. \quad (18)$$

Отсюда следует, что дисперсия (она же, среднеквадратичная мощность) стационарного шума

$$\langle u^2(t) \rangle = \langle u^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_u(\Omega) d\Omega \cong 2P_0 f_M. \quad (19)$$

Приближенное равенство справа относится к низкочастотному шуму с постоянной мощностью P_0 , сосредоточенной в полосе нижних частот $|\Omega| \leq 2\pi f_M$. Для У-70 граничная частота $f_M = 55\text{--}60$ кГц.

По масштабу величины размах случайного сигнала $u(t)$ составляет

$$\frac{\text{peak-to-peak}(u(t))}{2} \cong 3\sqrt{\langle u^2 \rangle}. \quad (20)$$

На практике максимальная мощность шума ограничена доступным линейным динамическим диапазоном сигнала $u(t)$. Поэтому оценочно

$$P_0 \leq \frac{1}{2f_M} \times \frac{1}{9} \max\left(\frac{\text{peak-to-peak}(u(t))}{2}\right)^2. \quad (21)$$

В У-70 для дефлектора ЭСД2 (его длина $L = 1$ м, расстояние между пластинами 0.1 м, амплитуда напряжения между ними 3.0 кВ) имеем

$$\max\left(\frac{\text{peak-to-peak}(\delta E L)}{2}\right) = 30 \text{ кВ}.$$

Горизонтальная амплитудная функция в середине прямолинейного промежутка ПП2, где расположен дефлектор ЭСД2, $\beta(s_0) = 25.4$ м.

На вводном плато У-70 пучок углерода с удельной кинетической энергией 455 МэВ на нуклон имеет магнитную жесткость $B\rho = 6.85$ Тл·м, частоту обращения $\omega_0/2\pi = 149.7$ кГц и релятивистский фактор $\beta = 0.74$. Максимальное угловое отклонение в дефлекторе ± 20 мкрад при уровне спектральной мощности шума $P_0 = 3.6 \cdot 10^{-4}$ мкрад²/Гц.

Оставив в сумме (17) одно слагаемое с $k = -10$, получим

$$D_1 \leq 200 \text{ мм·мрад/с}.$$

Ожидаемый полный эмиттанс пучка $E_0 = 30\text{--}40$ мм·мрад. Поэтому характерное время удвоения эмиттанса $T \geq 0.15\text{--}0.2$ с. Это означает, что технически возможно создание системы медленного вывода на нижнем плато синхротрона У-70 с горизонтальным бетатронным шумовым наведением и приемлемой длительностью сброса от нескольких сотен миллисекунд и более.

6. Решение уравнения диффузии

Семейство решений краевой задачи диффузии (3), (6)–(8) в приведенных переменных E/E_0 и t/T зависит от внешнего параметра E_A/E_0 — относительного запаса по апертуре в $t = 0$.

При шумовом выводе на нижнем плато У-70 это отношение ненамного превышает единицу. Поэтому требуется получить более полное представление о процессе шумового наведения с помощью решения уравнения диффузии. Такое решение возможно в аналитическом виде (метод разделения переменных и разложения в ряд Фурье–Бесселя).

В результате получим следующие выражения для распределения пучка $F(E, t)$, его интенсивности $N(t)$ (она нормирована на единицу в $t = 0$) и потока частиц через апертуру $\Phi(E_A, t)$ (ток вывода):

$$F(E, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0\left(j_{0n} \sqrt{\frac{E}{E_A}}\right) \exp\left(-\frac{1}{4} \frac{j_{0n}^2}{E_A/E_0} \frac{t}{T}\right), \quad (22)$$

$$N(t) = \int_0^{E_A} F(E, t) dE = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{2E_A/E_0}{j_{0n}} J_1(j_{0n}) \exp\left(-\frac{1}{4} \frac{j_{0n}^2}{E_A/E_0} \frac{t}{T}\right), \quad (23)$$

$$\Phi(t)T = -\frac{dN(t)}{dt/T} = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{j_{0n}}{2} J_1(j_{0n}) \exp\left(-\frac{1}{4} \frac{j_{0n}^2}{E_A/E_0} \frac{t}{T}\right). \quad (24)$$

В этих формулах $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя, j_{0n} – n -тый корень уравнения $J_0(x) = 0$, C_n – коэффициенты разложения исходного распределения $F_0(E)$ в ряд Фурье–Бесселя:

$$C_n = \frac{1}{J_1^2(j_{0n})E_A} \int_0^{E_A} F_0(E) J_0\left(j_{0n} \sqrt{\frac{E}{E_A}}\right) dE. \quad (25)$$

Полагаем, что функция $F_0(E)$ отлична от нуля на отрезке $[0; E_0]$ и нормирована на единицу по переменной E/E_0 . Предположим для упрощения, что исходный профиль пучка по поперечной координате x (и углу dx/ds) имеет вид отрезка перевернутой параболы. Тогда

$$F_0(E) = \begin{cases} \frac{3}{2} \sqrt{1 - \frac{E}{E_0}} & \text{для } 0 \leq E \leq E_0, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (26)$$

На Рис. 2 показан ход изменения функции распределения при диффузии. Предполагается двукратный запас по апертуре в $t = 0$. Профили пучка построены в моменты безразмерного времени $t/T = 0, 0.05, 0.42, 1.2$ и 3.0 .

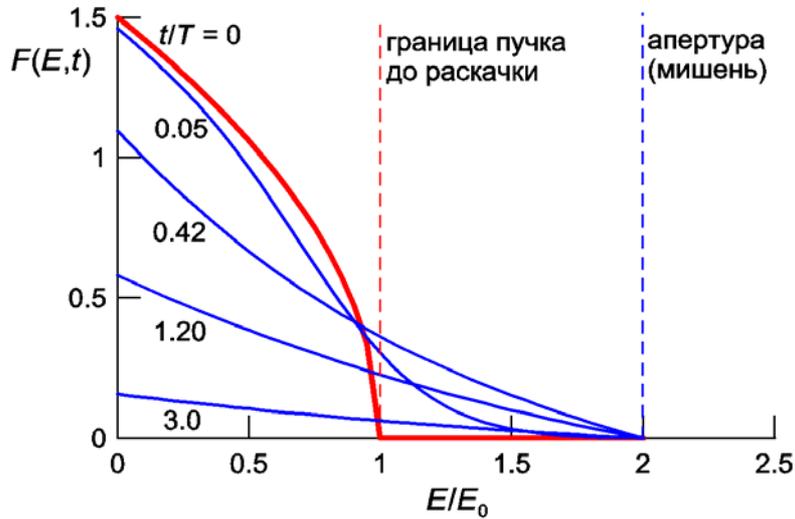


Рис. 2: Шумовое размытие распределения частиц.

На Рис. 3 показаны интегральные характеристики процесса диффузии. Верхняя кривая — интенсивность пучка, ожидающего вывода. Нижняя кривая — поток выводимых частиц. Это естественный сброс при постоянной мощности шума. Половина интенсивности пучка выводится к моменту $t/T = 1.2$, а 80% — к $t/T = 2.5$. Пик диффузионного потока приходится на время $t_A/T = 0.42$. Его можно считать временем (заметной) диффузии до апертуры. К этому моменту в пучке остается 85% интенсивности.

При изменении запаса по апертуре числовые оценки изменятся, в частности, время диффузии до апертуры

$$\frac{t_A}{T} \propto \frac{E_A}{E_0} - 1. \quad (27)$$

Рассмотренный числовой пример является подтверждением физической значимости временного масштаба $T(9)$, обсуждавшегося ранее.

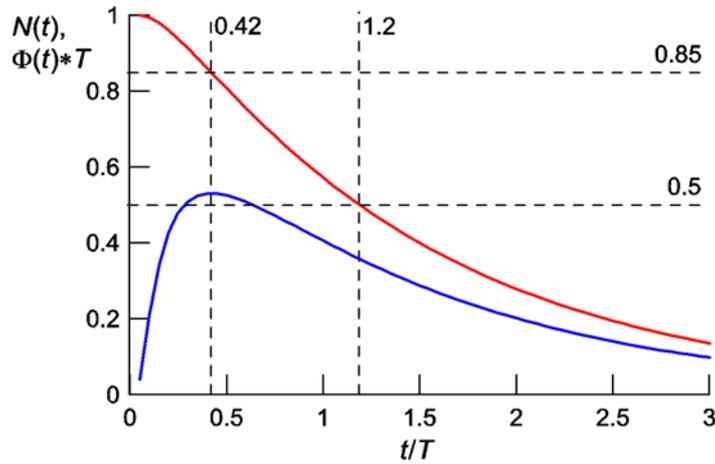


Рис. 3: Эволюция интегральных характеристик.

7. Заброс частиц за кромку мишени

В синхротроне У-70 поперечная диффузия наводит пучок на внутреннюю мишень-замедлитель ВМ28, находящуюся в начале прямолинейного промежутка ПП28. Мишень имеет высоту h и расположена на горизонтальной координате $x > 0$ (внешний радиус).

Граничное условие (8) $F(E_A, t) = 0$ выполнено в точке $x_A = +\sqrt{\beta E_A}$. Геометрическая кромка мишени находится на координате $x_A - \Delta x < x_A$. Малая положительная величина Δx называется глубиной заброса пучка за кромку мишени. Информация о забросе нужна для уточнения требований к угловой ориентации и качеству обработки плоскости мишени, касательной к пучку, при медленном выводе по схеме Пиччиони-Райта.

В ближней окрестности точки E_A распределение пучка по переменной E имеет клиновидный профиль (смотри Рис. 2),

$$F(E) \cong \begin{cases} \left| \frac{\partial F}{\partial E} \right|_A (E_A - E) & \text{для } E \leq E_A, \\ 0 & \text{для } E > E_A. \end{cases} \quad (28)$$

Такое распределение поддерживает диффузионный поток $\Phi_A = \Phi(E_A, t)$ частиц через апертуру,

$$\Phi_A = D_1 E_A \left| \frac{\partial F}{\partial E} \right|_A. \quad (29)$$

Проекция функции двух переменных $F(E(x, dx/ds))$ на ось x определяет локальное распределение частиц по координате x . Для функции (28) это распределение имеет вид

$$f(x) \cong \begin{cases} \frac{4}{3} \left| \frac{\partial F}{\partial E} \right|_A \frac{1}{\beta^2} (x_A^2 - x^2)^{3/2} & \text{для } x \leq x_A, \\ 0 & \text{для } x > x_A. \end{cases} \quad (30)$$

Интенсивность пучка N определена в левом равенстве (23). Она нормирована на единицу в $t=0$. Часть интенсивности, обозначенная как ΔN , оказывается в области горизонтального заброса за кромку мишени и составляет

$$\Delta N = \int_{x_A - \Delta x}^{x_A} f(x) dx. \quad (31)$$

Подставив функцию (30) и проведя интегрирование для $\Delta x \ll x_A$, получим

$$\Delta N = \frac{4}{15} \left| \frac{\partial F}{\partial E} \right|_A E_A^2 \left(\frac{2\Delta x}{x_A} \right)^{5/2}. \quad (32)$$

Выразим градиент функции распределения через поток Φ_A , пользуясь равенством (29), и запишем (32) в более удобном виде

$$\Delta N = \frac{4}{15} \Phi_A T \frac{E_A}{E_0} \left(\frac{2\Delta x}{x_A} \right)^{5/2}, \quad (33)$$

где T – диффузионное время (9).

В числе ΔN учтены частицы с произвольными вертикальными координатами y . С мишенью взаимодействуют только те из них, для которых выполнено условие $|y| \leq h/2$ (центр мишени по высоте находится в горизонтальной плоскости $y = 0$). Их долю характеризует весовой множитель $W \leq 1$ вида

$$W = \int_{-h/2}^{h/2} g(y) dy, \quad \int_{-y_M}^{y_M} g(y) dy = 1, \quad (34)$$

где $g(y)$ – распределение частиц по координате y ; $2y_M$ – вертикальный линейный размер пучка по основанию распределения. Выбрав для определенности $g(y)$ в виде отрезка перевернутой параболы, получим

$$W = \begin{cases} \frac{3}{2} \left(\frac{h/2}{y_M} \right) \left(1 - \frac{1}{3} \left(\frac{h/2}{y_M} \right)^2 \right) & \text{для } h/2 \leq y_M, \\ 1 & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (35)$$

За период одного оборота, равный $2\pi/\omega_0$, с мишенью взаимодействуют $W\Delta N$ частиц. Именно они выводятся из ускорителя. Средний (по орбите) ток вывода составит

$$\Phi_0 = \frac{W\Delta N}{2\pi} \omega_0. \quad (36)$$

Легко видеть, что Φ_0 имеет физический смысл потока продольного дрейфового переноса. Действительно, $W\Delta N/2\pi$ есть средняя по обобщенному азимуту $\Theta = 2\pi s/\Pi$ плотность частиц в выводимой фракции, а $\omega_0 = d\Theta/dt$ – угловая скорость движения пучка по орбите.

Потребуем непрерывности двух потоков частиц:

1. поперечного диффузионного потока Φ_A , направленного к мишени ВМ28, и
2. продольного дрейфового потока Φ_0 , направленного от мишени и далее через магнит ОМ34 из кольца.

Оба потока показаны треугольными стрелками на Рис. 1. Условие сшивки $\Phi_A = \Phi_0$ приводит к равенству

$$1 = \frac{4}{15} W \frac{\omega_0 T}{2\pi} \frac{E_A}{E_0} \left(\frac{2\Delta x}{x_A} \right)^{5/2}. \quad (37)$$

Из него следует искомая оценка для глубины заброса

$$\Delta x = \frac{x_A}{2} \left(\frac{4}{15} W \frac{\omega_0 T}{2\pi} \frac{E_A}{E_0} \right)^{-2/5}. \quad (38)$$

Доступным техническим фактором, способным регулировать глубину заброса при ограниченной мощности P_0 шума наведения, является подбор высоты мишени h , поскольку $\Delta x \propto (P_0/h)^{2/5}$.

8. Механические требования к мишени

Обозначим δx глубину “плохого” слоя на кромке мишени. Такой слой появляется по двум причинам:

1. шероховатость механической обработки поверхности мишени, когда $\delta x = R_{\max} \cong 4R_a$, где R_{\max} – наибольшая высота неровностей профиля, R_a – средний арифметический модуль отклонения профиля от центральной линии;
2. ошибки $\delta\varphi$ угловой ориентации мишени, когда $\delta x = \delta\varphi d$, где d – толщина мишени по ходу пучка.

Для функции распределения (30) при малых Δx доля η выводимых частиц, взаимодействующих с “хорошим” массивом вещества мишени, составит

$$\eta = \left(1 - \frac{\delta x}{\Delta x}\right)^{5/2}. \quad (39)$$

Так, для получения $\eta = 90\%$ требуется $\delta x/\Delta x = 0.04$.

Продолжим числовой пример для ускорителя У-70. Примем $E_A/E_0 = 1$, $x_A = y_M = 30$ мм, $h = 10$ мм, $T = 0.2$ с и получим $\Delta x = 0.7\text{--}0.8$ мм. Для $\eta = 90\%$ требуется $\delta x = 28\text{--}32$ мкм. Достаточно выбрать параметр шероховатости поверхности для кромки мишени не хуже $R_{\max} 28\text{...}32$ или $R_a 7\text{...}8$ (получистовое обтачивание без шлифовки). Бериллиевая мишень для пучка ядер углерода имеет толщину $d = 4.0$ мм. Ошибки угловой ориентации такой мишени не должны превышать величину $\pm 7\text{--}8$ мрад.

9. Экспериментальные исследования

Представленные расчеты послужили физическим обоснованием для создания схемы поперечной шумовой раскачки при медленном выводе пучка ядер углерода из синхротрона У-70. Она была успешно опробована на практике во время сеансов работы Ускорительного комплекса У-70 в 2011 г.

В качестве внешнего источника шума наведения используется аналоговая электронная схема со стабилизатором КС482А, имеющим лавинный механизм пробоя. В области формирования пробоя (при токах 0.1–1.0 мА) наблюдаются спонтанные флуктуации тока и напряжения (шум). Спектр первичного шума равномерный в полосе ± 100 кГц. Для коррекции спектра шумового напряжения, подаваемого на пластины дефлектора, используются активные RC-фильтры нижних и верхних частот. Их частоты среза по уровню -3 дБ составляют 1.5 и 70 кГц, соответственно.

На Рис. 4 показана осциллограмма шумового напряжения $u(t)$, снятого с пластин дефлектора ЭСД2 и нормированного на среднеквадратичную амплитуду $\sqrt{\langle u^2 \rangle}$. На Рис. 5 показана спектральная плотность мощности этого сигнала, измеренная с помощью цифрового осциллографа LeCroy WP 7100А. Проведено статистическое усреднение по 230 реализациям случайного процесса.

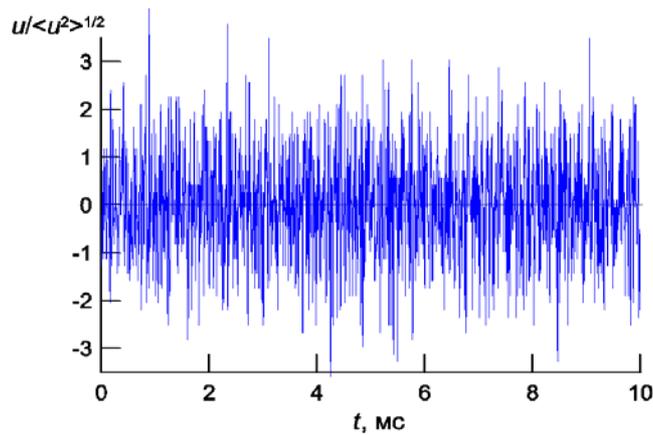


Рис. 4: Шумовое напряжение на пластинах дефлектора ЭСД2.

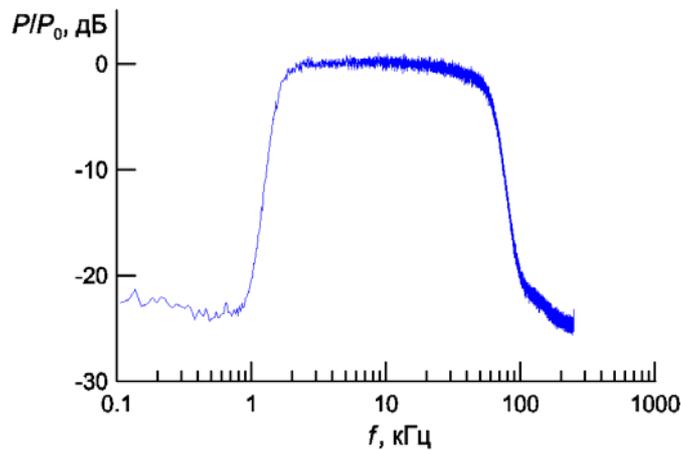


Рис. 5: Спектральная плотность мощности шума наведения.

На Рис. 6 приведены осциллограммы медленного вывода углеродного пучка при поперечном шумовом наведении. Лучи нумеруются сверху вниз.

Первый луч — интенсивность пучка, ожидающего вывода. Сигнал измерен с помощью индукционного датчика тока.

Второй луч — ток медленно выведенного пучка. Этот сигнал получен с помощью малой ионизационной камеры (0.05 л, молекулярный азот, 0.4 атм.), разработанной в Отделе электроники и автоматики ГНЦ ИФВЭ (В.С. Селезнев). Камера размещена на трассе выведенного пучка после магнита ОМ34.

Расчетный вид первого и второго лучей показан на Рис. 3. Расчет и эксперимент хорошо соответствуют друг другу. По измерениям характерное время диффузии T (9) составляет примерно 0.4 с.

Третий и четвертый лучи — токи в дополнительных обмотках, возбуждающих локальные горизонтальные искажения орбиты вблизи мишени ВМ28 и магнита ОМ34, соответственно. Искажения орбиты подводят пучок к этим устройствам системы вывода. Искажения орбиты и трассы пучка стационарны, и наведение пучка на ВМ28 происходит только с помощью поперечной шумовой раскачки.

На Рис. 3 и Рис. 6 показан так называемый естественный шумовой сброс, получаемый при постоянной мощности шума наведения. Введение системы обратной связи, замыкаемой по каналу “ток выведенного пучка — мощность шума наведения”, позволит получить хорошо

контролируемые прямоугольные (плоские) сбросы пучка промежуточной энергии. Такая технология уже отработана при создании действующей системы медленного стохастического вывода из У-70 на верхнем плато магнитного поля [4].

Ожидаемая длительность плоского сброса составит от нескольких сотен миллисекунд и более.

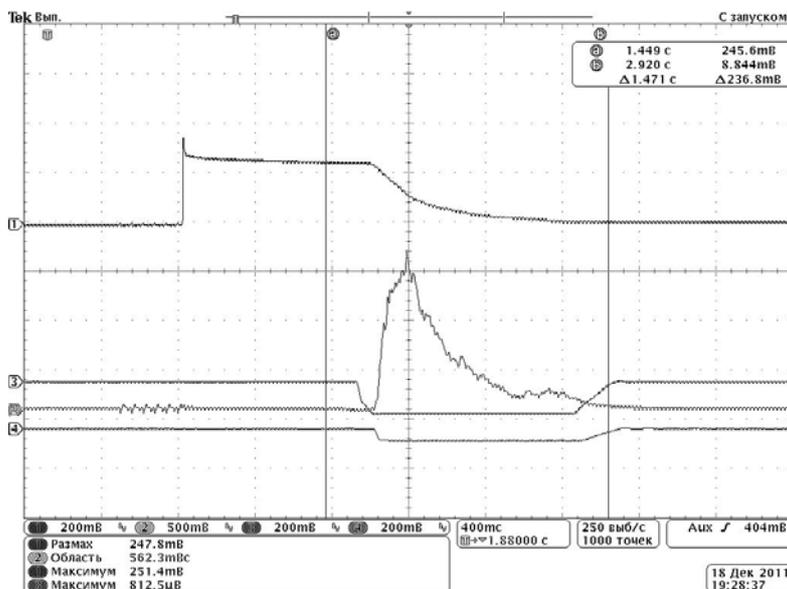


Рис. 6: Осциллограммы медленного вывода углеродного пучка при поперечном шумовом наведении.

Заключение

Обоснованы и проверены экспериментально технические средства для системы медленного вывода пучка на нижнем плато магнитного поля синхротрона У-70 с поперечным шумовым наведением. Подтверждена эффективность и гибкость этого метода наведения.

Вывод осуществлялся в головную часть нового, 25-го канала транспортировки пучка. В скором времени в его состав войдут, в том числе, стенды для радиобиологических исследований на медленно выведенном пучке ядер углерода.

Список литературы

- [1] O. Piccioni, D. Clark, R. Cool, G. Friedlander, and D. Kassner. *External Proton Beam of the Cosmotron*. Rev. Sci. Instruments. 26, 232 (1955).
- [2] B.T. Wright. *Magnetic Deflector for the Bevatron*. Rev. Sci. Instruments, 25, 429 (1954).
- [3] G.B. Collins. *The external proton beam at the Cosmotron*. Proc. of CERN Symposium on High-Energy Accelerators and Pion Physics, v. 1, pp. 129–132, Geneva, 1956; Report CERN 56-25.
- [4] С.В. Иванов, О.П. Лебедев. *Цель обратной связи для стохастического вывода протонов из синхротрона ИФВЭ. Разработка и эксперименты на пучке*. Приборы и техника эксперимента, 2006, № 6, стр. 15–28. Также, препринт ИФВЭ ОУ У70 2006 – 3, Протвино, 2006.

Рукопись поступила 15 мая 2012 г.

С.В. Иванов, О.П. Лебедев

Поперечная шумовая раскачка пучка в синхротроне У-70.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 17.05.2012. Формат 60x84/16. Офсетная печать.
Печ. л. 0,94. Уч.-изд. л. 1,25. Тираж 80. Заказ 43. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
142281, Протвино Московской обл.

