

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ УВЕЛИЧЕНИЯ ЭМИТТАНСА ПУЧКА

В. А. ТЕПЛЯКОВ

УДК 621.384.64

Измерения эмиттанта пучка, проведенные на линейном ускорителе в ЦЕРНе [1], показали, что эмиттанс пучка не остается постоянным. Рассмотрим один из возможных механизмов увеличения эмиттанта пучка.

Поперечное движение частиц в линейном ускорителе ионов допустимо описывать в линейном приближении. Решение линейного уравнения дается матрицей W :

$$X = WX_0, \quad (1)$$

где все матрицы — второго порядка; $X = \begin{bmatrix} x \\ p \end{bmatrix}$ — матрица-столбец канонически сопряженных переменных.

Пусть в начальный момент состояния частиц лежат внутри эллипса:

$$X^* A_0 X = 1, \quad (2)$$

где X^* — транспонированная матрица; $A_0 = A_0^*$; определитель $\Delta(A_0) > 0$.

Через период фокусировки эллипс распределения будет определяться матрицей [2]

$$A = W^{-1} A_0 W^{-1} \quad (3)$$

(в канонически сопряженных переменных $\Delta(W) = 1$). Согласованным распределением [3] называется такое, для которого $A = A_0$. Оно удовлетворяет матричному уравнению

$$W^* A_0 = A_0 W^{-1} \quad (4)$$

Решение (4) равно [4]

$$A_0 = \frac{\sqrt{\Delta(A_0)}}{\sin \mu} \begin{bmatrix} -w_{21}, & \frac{w_{11} - w_{22}}{2} \\ \frac{w_{11} - w_{22}}{2}, & w_{12} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$\cos \mu = \frac{SpW}{2}$. Если $w_{11} = w_{22}$, то $w_{12} = \frac{\sin \mu}{\nu}$; $w_{21} = -\nu \sin \mu$, где ν — «частота» поперечных колебаний, которой определяется отношение главных полуосей эллипса:

$$x_m = \frac{p_m}{\nu} = \sqrt{x_0^2 + \left(\frac{p_0}{\nu}\right)^2} \quad (6)$$

В общем случае матрица решения на периоде фокусировки зависит от трех параметров:

$$W = C^{-1}(\theta) \mathfrak{N}^{-1}C(\mu) \mathfrak{N}C(\theta), \quad (7)$$

где

$$C(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta, & \sin \theta \\ -\sin \theta, & \cos \theta \end{bmatrix}; \quad \mathfrak{N} \begin{bmatrix} \sqrt{\nu}, & 0 \\ 0, & 1/\sqrt{\nu} \end{bmatrix};$$

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{w_{22} - w_{11}}{w_{12} + w_{21}}; \quad \nu^2 = -\frac{w_{21}/w_{12} + \operatorname{tg}^2 \theta}{1 + w_{21}/w_{12} \operatorname{tg}^2 \theta}.$$

Для различных частиц ускоряемого сгустка параметры поперечного движения μ , ν , θ неодинаковы и не остаются постоянными. В частном случае, в котором все частицы неразличимы по параметрам поперечного движения, эллипс начального распределения остается эллипсом. Только в этом случае суще-

ствует простая связь выражений (2), (5) с параметрами пучка:

$$\mathfrak{E} = \frac{k\gamma}{\sqrt{\Delta(A_0)}}, \quad x_m^2 = \frac{w_{12}\mathfrak{E}}{k\gamma \sin \mu}, \quad p_m^2 = \frac{-w_{21}\mathfrak{E}}{k\gamma \sin \mu} \quad (8)$$

или в случае $w_{11} = w_{22}$

$$x_m^2 = \frac{\mathfrak{E}}{\nu k\gamma}; \quad p_m^2 = \frac{\nu \mathfrak{E}}{k\gamma}$$

Здесь \mathfrak{E} — эмиттанс пучка; k — постоянная, зависящая лишь от выбора переменных x , p ; γ — фактор Лоренца; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Для согласованного распределения

$$A_0 = \sqrt{\Delta(A_0)} C^{-1}(\theta) \mathfrak{N}^2 C(\theta). \quad (9)$$

Допустим, что для матриц соседних периодов фокусировки

$$C(\theta_{k+1}) C^{-1}(\theta_k) = C(\theta_{k+1} - \theta_k) \approx E \equiv \begin{bmatrix} 1, & 0 \\ 0, & 1 \end{bmatrix};$$

$$\mathfrak{N}_{k+1} \mathfrak{N}_k^{-1} \approx E.$$

После n периодов фокусировки

$$A_n = \sqrt{\Delta(A_0)} C^{-1}(\theta_n) \mathfrak{N}_n^2 C(\theta_n). \quad (10)$$

Эллипс, задаваемый матрицей (10), не зависит от μ , поэтому согласованное распределение остается согласованным, хотя стационарность распределения может нарушиться.

Иначе ведет себя несогласованное распределение. Пусть в начальный момент состояния двух групп, различающихся по μ частиц, лежат на совпадающих эллипсах и внутри них. При движении эти эллипсы повернутся так, что появится угол между их главными осями $\Delta\mu$. Если A_0^1 — матрица, порождающая эллипс согласованного на входе распределения, описанный относительно начального распределения, то после n периодов фокусировки эллипсы двух групп частиц с различными μ останутся внутри описанного эллипса. Это означает, что эмиттанс пучка с различными по μ частицами остается ограниченным:

$$\mathfrak{E}_0 \leq \mathfrak{E} \leq \mathfrak{E}^1, \quad (11)$$

где \mathfrak{E}_0 — начальный эмиттанс; \mathfrak{E}^1 — эмиттанс, определяемый по описанному эллипсу согласованного распределения.

Рассмотрим поведение эмиттанта пучка, частицы которого различаются по двум параметрам: μ и ν . Пусть

$$\mathfrak{N}_{k+1} \mathfrak{N}_k^{-1} = \begin{bmatrix} e^{\alpha k}, & 0 \\ 0, & e^{-\alpha k} \end{bmatrix}; \quad e^{\alpha k} = \sqrt{\frac{\nu_{k+1}}{\nu_k}}.$$

Для простоты будем считать $\theta = 0$.

После первого периода фокусировки эллипс, порождаемый матрицей $A_0^1 = \sqrt{\Delta(A_0^1)} \mathfrak{N}_1^2$, станет несогласованным. Кроме того, из-за различия по μ состояния частиц будут полнее заполнять описанный эллипс, чем это было на входе. Для первого периода фокусировки полуоси описанного эллипса

$$x_1 = \sqrt{x_0^2 + \left(\frac{p_0}{\nu_1}\right)^2}; \quad p_1 = \nu_1 x_1; \quad \mathfrak{E}_1 = \nu_1 x_1^2 k\gamma.$$

Для второго периода фокусировки описанный эллипс согласованного распределения имеет $x_2 = x_1$; $p_2 = \nu_2 x_1$

или, в другом случае, $p_2 = p_1 = v_1 x_1$ и $x_2 = x_1 v_1 / v_2$.
Следовательно,

$$\partial_2 / \partial_1 = e^{2|\alpha_1|} \quad (12)$$

Если на входе каждого периода фокусировки полу-
чающееся распределение заменять описанным эллип-
сом согласованного распределения, то после n периодов
фокусировки получим максимальную оценку:

$$\begin{aligned} \partial_0 < \partial < \partial_1 \exp \left(2 \sum_{k=1}^{n-1} |\alpha_k| \right); \\ x_n < x_1 \sqrt{\frac{v_1}{v_n}} \exp \left(\sum_{k=1}^{n-1} |\alpha_k| \right). \end{aligned}$$

Возможное увеличение эмиттанса пучка наиболее
вероятно в начале ускорения, где велика амплитуда
фазовых колебаний частиц, что и обуславливает замет-
ную параметрическую связь с поперечными колеба-

ниями. Эта связь возрастает при увеличении интен-
сивности пучка из-за кулоновских сил.

Таким образом, увеличение эмиттанса пучка про-
исходит из-за различия в набегах фазы поперечных коле-
баний при несогласованном распределении. согласо-
ванного распределения частиц пучка с каналом нарушается,
если изменяется частота поперечных колебаний.

Поступило в Редакцию 16/IX 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Lapostolle et al. CERN Yellow Report, CERN 68-35.
2. В. А. Тепляков. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 13 (1968).
3. И. М. Капчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.
4. Ф. Р. Гантмахер. Теория матриц. М., «Наука», 1967.

Система формирования и параметры пучка γ -квантов электронного ускорителя с энергией 2 Гэв

В. И. ШРАМЕНКО, С. Г. ТОНАПЕТАН, И. А. ГРИШАЕВ, Н. В. ГОНЧАРОВ,
Н. И. ЛАПИН, В. И. НИКИФОРОВ, Г. Д. ПУГАЧЕВ, В. М. ХВОРОСТЯН

УДК 621.384.649

На линейном электронном ускорителе Физико-тех-
нического института АН УССР в 1966 г. создан фотон-
ный канал для исследования реакций с участием γ -кван-
тов высоких энергий. Особенность этого канала — воз-
можность получения интенсивных потоков γ -квантов
при относительно небольших размерах пучка
на мишени.

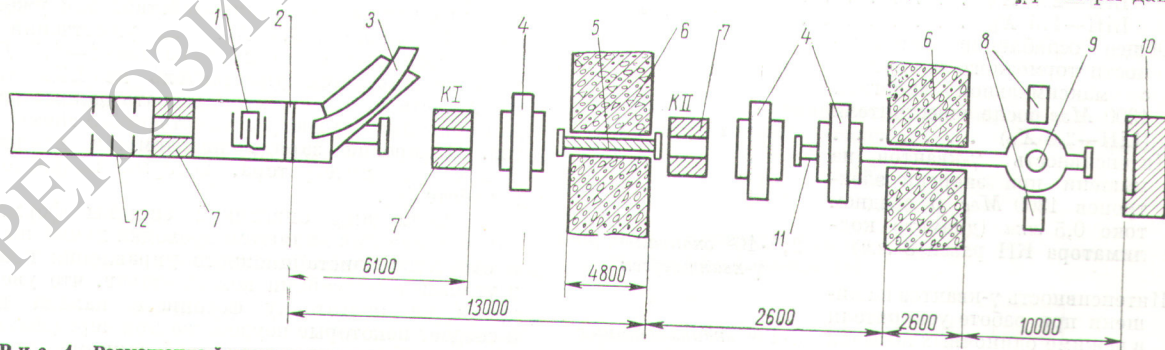
Схема размещения формирующих элементов фотон-
ного канала показана на рис. 1. Система формирования
состоит из электронного коллиматора, монитора вторич-
ной эмиссии (коэффициент вторичной эмиссии
 $K = 0,5 + 0,025$), радиатора, поворотного магнита
типа СП-82, коллиматоров γ -квантов (KI и KII), ужес-
тчителя, вакуумного фотопровода, очищающих маг-
нитов типа СП-83 и 1021 и бетонной защиты. При работе
на γ -пучке фреоновой пузырьковой камеры исполь-
зуются третий коллиматор и два очищающих магнита

типа 1021, расположенных за второй защитной сте-
ной.

Высоковакуумная часть канала заканчивается каме-
рой поворотного магнита. Далее фотонный пучок идет
по воздуху до второй защитной стены, где начинается
вакуумный фотопровод, позволяющий проводить
фотонный пучок на мишень по вакууму.

Интенсивность γ -квантов измеряется квантометром
Вильсона [1], рассчитанным на максимальную энер-
гию 6 Гэв. Квантометр прокалиброван с ошибкой
не более 2% по квантометру Ленинградского Физико-
технического института АН СССР, чувствительность
которого в диапазоне энергии γ -квантов 600—1500 Мэв
была измерена калориметрическим методом с точностью
 $\pm 0,5\%$ [2].

Характеристики элементов формирования пучка
 γ -квантов приведены ниже (линейные размеры даны



Р и с. 1. Размещение формирующих элементов фотонного канала на электронном ускорителе с энергией 2 Гэв:

1 — монитор вторичной эмиссии; 2 — радиатор; 3 — поворотный магнит; 4 — очищающие магниты; 5 — ужестчитель; 6 — защита; 7 — коллиматоры; 8 — стопки фотоэмульсий; 9 — мишень; 10 — квантометр; 11 — вакуумный фото-
провод; 12 — ускоритель.