

МЕХАНИЗМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО ВНУТРЕННИМ МИШЕНЯМ ЭЛЕКТРОННОГО СИНХРОТРОНА

Х. А. СИМОНЯН, А. Р. ТУМАНЯН

Рассмотрен механизм распределения частиц по мишеням синхротрона. Получена формула, позволяющая определить критические значения частот бетатронных колебаний, на которых происходит взаимное перекрывание мишеней. Определен диапазон частот бетатронных колебаний Ереванского синхротрона, в котором удобно регулировать распределение интенсивности ускоренного пучка между мишенями.

В работе [1] было показано, что при радиальном наведении ускоренного пучка одновременно на две (и более) внутренние мишени, расположенные в соседних фокусирующих промежутках электронного синхротрона с магнитной структурой типа FOFDOD, имеет место механизм «взаимного влияния» или «экранировки» мишеней друг друга и что степень этого влияния зависит от величины Q , — числа бетатронных колебаний на обороте.

В настоящей работе проведено исследование эффекта «взаимного влияния» двух мишеней друг на друга при одновременном наведении ускоряемого пучка на них с целью выяснения возможности использования значения Q , в качестве параметра перераспределения интенсивности ускоренного пучка между мишенями для вывода вторичных гамма-пучков из синхротрона.

В системе FOFDOD мишени обычно располагаются между фокусирующими магнитами. Если азимутальную координату первой мишени принять равной $S_1 = 0$; то вторая мишень будет иметь координату $S_2 = pl$, где $p = 1, 2, 3, \dots$, $M - 1$, l — длина периода градиента магнитной структуры кольцевого ускорителя, M — число таких периодов на кольце. Поэтому отклонения ускоряемых частиц по радиусу от реперной кривой в плоскостях $S_1 = 0$ и $S_2 = pl$ на k -ом обороте пучка описываются выражениями [1]

$$\begin{aligned} r(s_1, k) &= r_{\text{зам}}(s_1, k) + A \cos [2\pi \Delta Q (k-1) + \alpha], \\ r(s_2, k) &= r_{\text{зам}}(s_2, k) + A \cos [2\pi \Delta Q (k-1) + p\mu + \alpha]. \end{aligned} \quad (1)$$

Введенные обозначения соответствуют обозначениям работы [1]: A и α — начальные ($k = 1$) амплитуда и фаза радиальных бетатронных колебаний частицы, $\Delta Q = |Q_r - m|$, m — ближайшее к Q , целое положительное число, $\mu = 2\pi Q_r / M$. Функция $r_{\text{зам}}(s_i, k)$ описывает закон радиального наведения пучка на i -ую мишень.

Полагая, что частица, попавшая на мишень, всегда рождает γ -квант и выбывает в дальнейшем из ускорения, применим для анализа методику

«вращающегося круга», физический смысл которой описан в работе [1]. Напомним суть этой методики.

Начальный круг, являющийся эмиттансом пучка в плоскости $(r, r' \cdot \beta_{\max})$ в сечении $S_1 = 0$, поворачивается на угол $\rho\mu$ (по направлению движения часовой стрелки) при переходе к сечению $S_2 = \rho l$, а через оборот пучка оказывается повернутым на угол $\varphi = 2\pi\Delta Q$ относительно начального положения.

Однако такое вращение не означает, что подведенная к пучку мишень «работает» подобно резцу на токарном станке. Вдвигание мишени в пучок равнозначно «вырезанию» сегмента круга, причем на каждом обороте такое вырезание происходит однократно. На каждом следующем обороте «вырезание» происходит в другом месте круга, смещенном относительно предыдущего на угол $\varphi = 2\pi\Delta Q$. При одновременной «работе» двух мишеней места одновременного (на данном обороте) «вырезания» определяются взаимным расположением мишеней по азимуту. Рис. 1 поясняет сказанное. Отсюда, например, видно, что при условии $\varphi = \mu$ первая мишень на

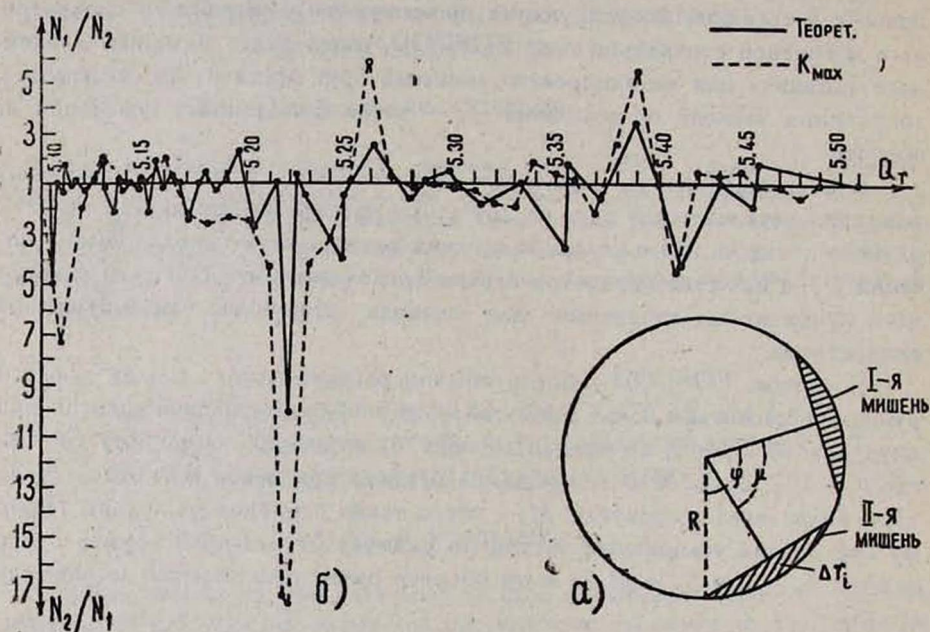


Рис. 1. а) Эмиттанс ускоренного пучка в плоскости $(r, \beta_{\max} \cdot r')$. б) Распределение частиц по двум мишеням: кривая « $k_{\max}$ » получена при моделировании процесса наведения на ЭВМ; кривая «теорет.» вычислена на основе формулы (6).

каждом $(k+1)$ -обороте «вырезает» круг только в тех местах, где вторая мишень уже произвела такое «вырезание» на k -ом обороте.

Физический смысл условия $\varphi = \mu$ заключается в том, что при одинаковом законе наведения ускоряемого пучка на обе мишени, равноудаленные от координатной кривой, на первую мишень попадают частицы только в том случае, если шаг наведения пучка остается неизменным только в те-

чение одного оборота (быстрое наведение). Если же полагать, что шаг наведения остается постоянным в течение двух или более оборотов, то на первую мишень, начиная с $(k_0 + 1)$ -оборота, частицы попадать не будут вследствие полного динамического перекрытия или «экранировки» второй мишенью первой [1] (k_0 — номер оборота, при котором происходит первое вырезание круга, отсчитываемый с момента включения системы наведения).

Необходимость поддержания шага наведения постоянным в течение $3 \div 5$ оборотов (в зависимости от величины Q) обусловлена необходимостью обеспечения равномерности вывода γ -пучков. Как видно из рис. 1а, в течение этих оборотов «вырезание круга» происходит всегда в разных, достаточно удаленных друг от друга местах.

Следующий шаг движения мишени в пучок всегда должен производиться только тогда, когда круг поворачивается к мишеням той стороной, где уже был произведен «вырез» на предыдущих оборотах. Обозначим места «вырезания круга» через α_1 и α_2 соответственно для первой и второй мишеней. Тогда первое вырезание круга произойдет в местах

$$\alpha_1(k_0) = 2\pi n_1 - 2\pi \Delta Q (k_0 - 1), \quad (2)$$

$$\alpha_2(k_0) = (2n_2 + \xi) - 2\pi \Delta Q (k_0 - 1) - p. \quad (3)$$

Здесь n_1, n_2 — целые положительные числа, значения которых подбираются так, чтобы выполнялось условие

$$0 \leq \alpha \leq 2\pi. \quad (4)$$

При этом если мишени расположены по одну сторону от координатной кривой (односторонние мишени), то в выражении (3) $\xi = 0$, а в случае разносторонних мишеней — $\xi = 1$.

Общее условие для определения мест (или точек) перекрытия одной мишенью другой находится из равенства

$$\alpha_1(k_1) = \alpha_2(k_2), \quad (5)$$

откуда можно определить критические значения частот бетатронных колебаний:

$$\Delta Q = \frac{M[(n_2 - n_1) + 0,5 \xi] - p}{M(k_2 - k_1) \pm p}. \quad (6)$$

Заметим, что при $(k_2 - k_1) > 0$ имеет место перекрытие первой мишенью второй, т. е. вторая мишень будет вырезать круг через каждые $|k_2 - k_1|$ оборота всегда в тех местах, где уже произвела такие вырезания первая мишень на предыдущих оборотах. Аналогично, при условии $(k_2 - k_1) < 0$ вторая мишень «перекрывает» первую. Заметим также, что полные «перекрытия» одной мишенью другой будут иметь место только тогда, когда шаг наведения пучка по мишеням остается неизменным в течение каждых $|k_2 - k_1| + 1$ оборотов.

Другим интересным случаем является «собственное перекрытие», когда каждая из мишеней, начиная с некоторого оборота, всегда «вырезает» круг

в тех местах, где она же сама «вырезала» его на предыдущих оборотах. Очевидно, что при этом будет обеспечиваться соотношение интенсивностей, близкое к 1 : 1. Значения ΔQ , при которых происходит «собственное перекрытие», можно найти из соотношения (6) подстановкой $\xi = p = 0$.

Исследуя выражение (6) для Ереванского синхротрона ($m = 5$, $M = 24$, $p = 1$, $\xi = 0$), можно графически построить зависимость (рис. 16) отношения интенсивностей падающих частиц на односторонние мишени от изменения значения ΔQ в диапазоне $0 < \Delta Q < 0,5$ при сохранении $\Gamma_{\text{зам}} = \text{const}$ в течение $1 \div 8$ оборотов ускоряемого пучка. При этом если перекрытие имеет место при $|k_2 - k_1| = 1$, то значение отношения N_1/N_2 (или N_2/N_1) условно принято равным 10 (где N_1 и N_2 — соответственно числа частиц, попавших на первую и вторую мишени, а $N_0 = N_1 + N_2$ — число частиц в ускоряемом пучке). При $|k_2 - k_1| > 1$ значения отношения интенсивностей показаны на графике соответственно пропорционально уменьшенными значениями.

С целью количественной оценки влияния шага наведения пучка на мишени нами проведены расчеты на ЭВМ БЭСМ-6М. В основу расчетов было положено равномерное распределение частиц по «вращающемуся

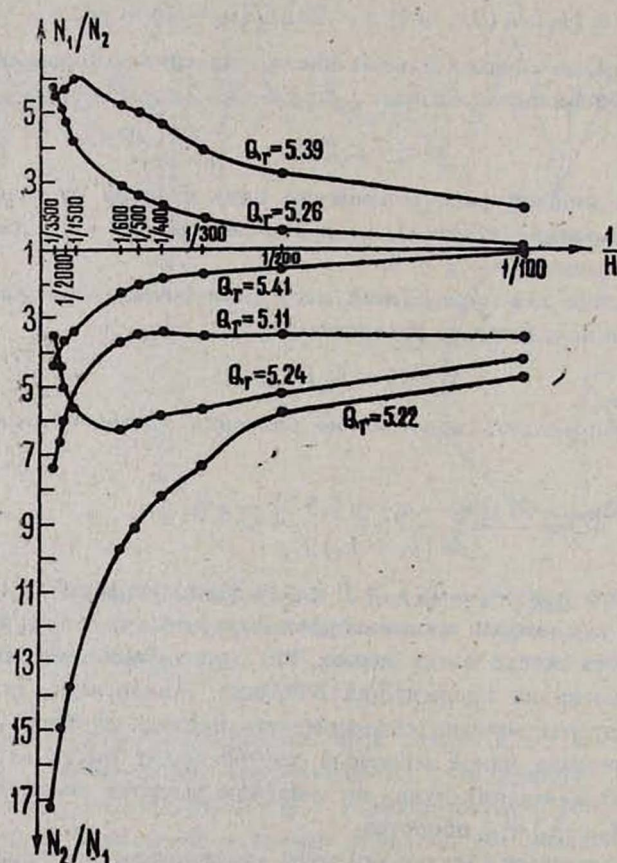


Рис. 2. Распределение частиц по двум мишеням в зависимости от полного числа оборотов H для различных значений Q_r .

кругу» радиуса $A=1$, причем в каждом концентрическом кольце одинаковой толщины число частиц также предполагалось одинаковым, равномерно распределенным по периметру кольца.

Число частиц, попавших на мишень при данном акте «вырезания» части круга, подсчитывалось путем определения площади отсекаемой части по специальному алгоритму. При этом вычислялись величины отношений N_1/N_2 (или N_2/N_1) для двух односторонних мишеней в зависимости от значения ΔQ , и шага наведения.

Результаты расчета, приведенные на рис. 2, соответствуют случаю, когда наведение по мишеням проводится с постоянным шагом $\Delta r = \text{const}$ за каждый оборот ускоряемого пучка (т. е. не учтены требования равномерности вывода) при изменении значений длительности вывода (k_{max}) в пределах $k_{\text{max}} = 100 \div 3500$ оборотов пучка с дискретностью $\Delta Q = 0,01$.

Из рис. 1 б и рис. 2 следует, что в обоих случаях критические значения ΔQ совпадают и что величина шага наведения заметно влияет на значение отношения (N_1/N_2). Из рисунков также можно заметить, что «удобным диапазоном» регулирования ΔQ для обеспечения перераспределения интенсивности между двумя мишенями в соотношении от 1:0 до 0:1 является, в частности для Ереванского синхротрона, диапазон $0,22 < \Delta Q < 0,26$ для односторонних мишеней и $0,239 < \Delta Q < 0,256$ для разносторонних мишеней.

Ереванский физический
институт

Поступила 25. III. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. А. Симонян, А. Р. Туманян. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 1977, т. 2, стр. 170.

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ՄԵՆԱՆԻՉՄԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՍԻՆԺՐՈՏՐՈՆԻ ՆԵՐՔԻՆ ԹԻՐԱՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ

Խ. Ա. ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Ա. Ռ. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է արագացված մասնիկների բաշխումը սինքրոտրոնի թիրախների միջև։ Ստացված է բանաձև՝ որը թույլ է տալիս որոշել բետատրոնային հաճախության այն կրիտիկական արժեքները, որոնց դեպքում կատարվում է թիրախների փոխադարձ էկրանացում։ Որոշված է բետատրոնային հաճախությունների այն տիրույթը, որում հարմար է փոփոխել արագացված փնջի ինտենսիվության բաշխումը թիրախների միջև։

PROCESS OF PARTICLE DISTRIBUTION OVER INTERNAL TARGETS OF THE YEREVAN SYNCHROTRON

Kh. A. SIMONIAN, A. R. TUMANIAN

The process of particle distribution over the synchrotron targets is considered. The formula is obtained which allows to determine the critical values of betatron oscillation frequencies, at which the mutual influence or "screening" takes place. It is also shown that by choosing the frequency of betatron oscillations one could control the distribution of the accelerated beam intensity over the targets.