

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОКУСИРОВКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

М. А. Кумахов

Предлагается использовать в качестве фокусирующей системы ориентированную кристаллическую пленку. При этом за счет эффекта пространственной перегруппировки каналированных частиц можно добиться увеличения выхода реакций на встречных пучках в $1 + 2$ порядка.

Одной из наиболее важных задач в экспериментах на встречных пучках является увеличение выхода реакций. Это достигается организацией мест встречи, в которых с помощью магнитных систем пучки фокусируются. В данной работе предлагается дополнительно в местах встречи ставить ориентированные пленки кристалла, через которые частицы проходят в режиме каналирования.

При каналировании частиц происходит существенное перераспределение потока частиц по сечению канала и по глубине [1]. Вблизи поверхности наблюдаются осцилляции выхода [2], которые хорошо объясняются теорией [3]. В частности, в центре канала можно добиться возрастания плотности потока при малой расходимости пучка примерно на один порядок. В том случае, когда проводится эксперимент на встречных пучках выход реакции будет пропорционален произведению плотности потоков встречных пучков, т.е. в принципе при этом можно добиться увеличения выхода реакций в два порядка. При этом важно также и то, что существенно улучшается информация о пространственно-временных характеристиках изучаемых событий, так как с большой точностью известно место встречи.

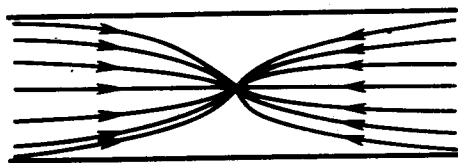


Рис. 1. Иллюстрация фокусировки частиц в плоскостном канале

На рис. 1. схематически показаны траектории встречных положительных частиц в плоскостном канале (для отрицательных частиц будут траектории, отличающиеся от тех, что показаны на рис. 1).

Наибольшая величина плотности потока достигается в первом максимуме, — т.е. на четверти длины пространственного периода траектории. На больших глубинах плотность потока осциллирует уменьшается [3]. Поэтому, рассчитаем значение плотности потока в районе первого максимума.

Движение частицы в канале при учете многократного рассеяния описывается уравнением Фоккера — Планка. На рассматриваемых малых

глубинах многократным рассеянием можно пренебречь. При этом задача сводится к решению уравнения Лиувилля:

$$\frac{\partial f}{\partial z} + \theta \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{U'(x)}{Mv^2} \frac{\partial f}{\partial \theta} = 0, \quad (1)$$

где f — функция распределения частиц по координатам и углам; z — глубина, x — отсчитывается от середины плоскостного канала; θ — угол между траекторией частицы и направлением канала; $Mv^2/2$ — энергия частицы; U' — градиент потенциала в канале.

В дальнейшем примем потенциал гармоническим:

$$U(x) = V_0 x^2.$$

При учете расходимости пучка, равной $\overline{\Delta\theta}$, когда начальный угол входа пучка в канал равен нулю, в центре канала плотность потока равна:

$$\begin{aligned} \gamma(x=0, \theta_0=0, z) &= \int_{-l}^{+l} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} d\theta f(x, \theta, z, x_0, \theta_0) = \\ &= \frac{1}{2 \cos \omega z} \left[\Phi \left(\frac{l \omega \cos \omega z}{\overline{\Delta\theta} \sin \omega z} \right) - \Phi \left(-\frac{l \omega \cos \omega z}{\overline{\Delta\theta} \sin \omega z} \right) \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где l — полуширина канала; x_0 — точки входа; $\omega = \sqrt{2V_0/E}$; E — энергия частиц; Φ — интеграл ошибок.

Как указывалось, в эксперименте на встречных пучках увеличение выхода равно γ^2 .

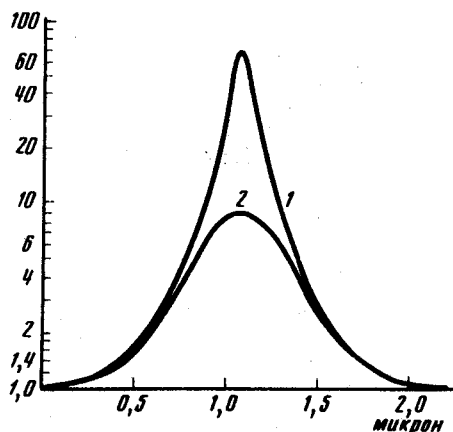


Рис. 2. Расчет увеличения выхода реакций на встречных пучках в канале (110) вольфрама при $E = 10$ ГэВ для позитронов: 1 — $\overline{\Delta\theta} = 2 \cdot 10^{-5}$ рад, 2 — $\overline{\Delta\theta} = 5 \cdot 10^{-5}$ рад

На рис.2 (кривая 1) показано значение γ^2 для случая, когда встреча пучков происходит в канале (110) вольфрама при $E = 10$ гэВ с $\Delta\theta = 2 \cdot 10^{-5}$ рад (эти условия соответствуют экспериментам на SLACe). Видно, что при этом можно добиться увеличения выхода реакций примерно в 70 раз. При увеличении расходимости пучка, когда $\Delta\theta = 5 \cdot 10^{-5}$ значение γ^2 падает (рис.2, кривая 2).

Кроме расходимости пучка на значение γ^2 влияет ангармонизм потенциала. Расчеты показывают, что при этом γ уменьшается на $\sim 10\%$, т.е. γ^2 уменьшается на $\sim 20\%$.

Другим фактором, который может уменьшить γ^2 , является начальный разброс пучков по энергии. Как видно из рис.2 (кривая 1), полуширина кривой, Δx , примерно равна 10^{-5} см. Отсюда следует, что желательно, чтобы $\Delta E/E \lesssim 10^{-2}$ (где ΔE — начальный энергетический разброс). Это условие сравнительно легко обеспечивается. При большой расходимости (кривая 2 на рис.2) требования на ΔE еще больше снижаются.

Очевидно также, что толщина пленки должна быть сделана с точностью существенно превышающей Δx , т.е. с точностью порядка сотни ангстрем. Это условие также выполнимо. Наконец, необходимо, чтобы встречные пучки входили в кристалл с обоих концов синфазно. Разброс точек входа должен быть меньше Δx , чтобы γ^2 оставался достаточно большим.

Как видно из рис.2 при $E \sim 10$ гэВ нужны пленки толщиной 2 мк (при увеличении энергии толщина пленок растет $\sim E^{1/2}$). Такие тонкие пленки не будут существенно влиять на характеристики пучка, особенно при учете того факта, что для примерно 90% частиц пучка, которая захватывается в режим каналирования, рассеяние на ядрах подавлено. Т.е. в этих экспериментах можно добиться многократного прохождения пучков через кристалл без существенной потери интенсивности.

Институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
5 марта 1979 г.

Литература

- [1] М.А.Кумахов. УФН, 115, 427, 1975.
- [2] E.Bo gh. Radiat. Eff., 12, 261, 1972.
- [3] М.А.Кумахов, Р.Ведель. Radiat. Eff., 26, 43, 1975; 30, 1, 1976.