

полная фокусировка по азимутальному углу. Движение частиц в направлении оси поля происходит по спиралевидным траекториям так, что осевая компонента скорости $v_z=0$ при нек-ром значении θ , т. е. частица «отражается» от нарастающего по мере приближения к полюсу поля, как в системе с «магн. пробками». В результате траектория электрона колеблется относительно медианной плоскости и имеет место двойная фокусировка в тем более высоком порядке, чем больше периодов трохлоиды используется. Расчётные значения параметров Б.-с. Бальзера: $R \sim 5 \cdot 10^{-4}$, $\Omega/4\pi \sim 0.02$.

Секторные Б.-с. В нек-рых Б.-с. для отклонения частиц используется лишь сектор магн. поля с фокусировкой частиц вне поля. В Б.-с. Броуна, Бюхнера (С. Р. Brown, W. W. Buchner) отклонение частиц осу-

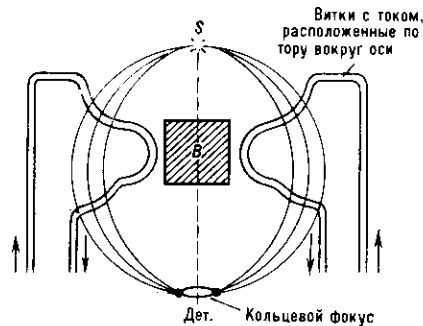


Рис. 3. Схематическое изображение торoidalного бета-спектрометра.

ществлялось в клиновидном зазоре между двумя наклонными друг к другу плоскими магн. полюсами. В дальнейшем для увеличения светосилы использовались магниты с неск. зазорами; в Б.-с. типа «ашельсин» полюсы и зазоры располагаются «ломтями» вокруг оси, соединяющей источник с детектором. В безжелезном Б.-с. (В. В. Владимировский) с магн. полем торoidalной формы, образованным витками с током, частицы проходят через много промежутков между витками по всему тору (рис. 3). В таких Б.-с. при $\frac{\Omega}{4\pi} \sim 0.1-0.15$ достигается $R \sim 1-3 \cdot 10^{-3}$, что позволило осуществить эксперимент по оценке массы нейтрино (Е. Ф. Третьяков и др., 1981).

Идея секторного отклоняющего поля привела к созданию Б.-с. аналогичного оптического призмному спектрометру (В. М. Кельман, Б. П. Перегуд и др.).

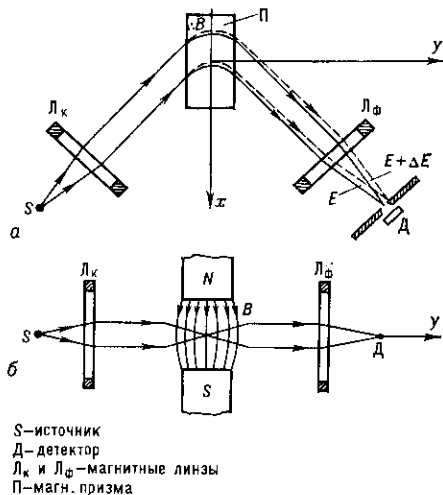


Рис. 4. Траектории электронов в призмном бета-спектрометре: а — в плоскости, перпендикулярной полю B; б — в плоскости, параллельной полю B.

Источник и щель детектора располагаются в фокусах магн. линз (тонких катушек с продольным магн. полем), с помощью к-рых пучок электронов от источника превращается в параллельный и собирается после отклонения в магн. призме на щели детектора (рис. 4). Б.-с.

призмного типа компактны и по параметрам могут конкурировать с приборами с двойной фокусировкой.

Б.-с. с продольным полем. Среди них различают Б.-с. с длинной и короткой линзами. Предельным случаем «длинной линзы» является однородное продольное магн. поле. Траектория электронов, испущенных точечным источником S под углом θ к оси Z, по к-рой направлено поле B, — спираль, павитая на цилиндр радиусом $\rho = ps \sin \alpha / eB$ (рис. 5). Частица снова пересекает ось z на расстоянии $Z = 2\pi r \cos \alpha / eB$. Выделив с помощью кольцевой диафрагмы частицы, вылетевшие в интервале углов от α до $\alpha + \Delta\alpha$, ограничим этим длину «изображения» точечного источника моноэнергетич. электронов $\Delta Z = 2\pi r \Delta\alpha$, откуда $R = \Delta\rho/\rho = \Delta\alpha g \alpha/2$, $\Omega = \sin \alpha \Delta\alpha/2$.

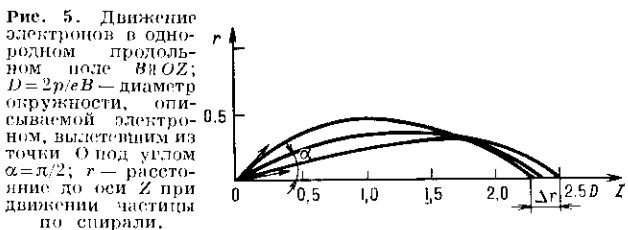


Рис. 5. Движение электронов в однородном продольном поле B по OZ; $D = 2\rho/eB$ — диаметр окружности, описываемой электроном, вылетевшим из точки O под углом $\alpha = \pi/2$; r — расстояние до оси Z при движении частицы по спирали.

Фокусировка может быть улучшена, если использовать промежуточный «кольцевой фокус» (рис. 5), установив там 2-ю узкую кольцевую диафрагму, а детектор расположить на оси Z так, чтобы улавливать все прошедшие через неё частицы. Тогда $R \sim (\Delta\alpha)^2$ и $1/R \sim 1/\Delta\alpha$, что позволяет использовать большую светосилу при том же разрешении. Др. варианты Б.-с. с продольным полем разрабатывались с целью уменьшения сферич. аберраций и улучшения фокусировки. К. Зигбай и Х. Слэтки показали, что наилучшие условия фокусировки в протяжённом продольном поле достигаются, если поле снадает и потом снова нарастает в промежутке между источником и детектором. Подбором формы спада поля посередине можно сузить промежуточный кольцевой фокус.

Наибольшее распространение получили приборы «короткой линзой», в к-рых магн. поле образуется тонкой катушкой с током (рис. 6). Действие этого поля аналогично действию тонкой оптич. линзы. Фокусное расстояние тонкой магн. линзы даётся ф-лой:

$$f = \frac{4\rho^2 c^2}{e^2 \int_{-\infty}^{+\infty} B^2 dz} \approx \frac{8}{\pi} \frac{\rho^2 c^2}{e^2 B^2 a}, \quad (3)$$

где a — полуширина распределения поля линзы. Поскольку f пропорционально ρ^2 , то частицы с разными

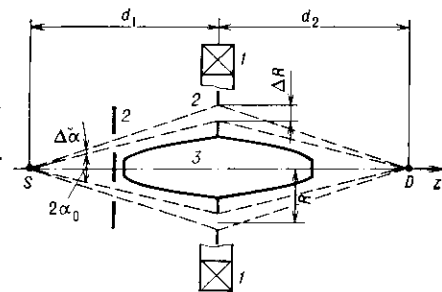


Рис. 6. Схема бета-спектрометра с короткой магнитной линзой: 1 — катушка с током; 2 — диафрагмы.

значениями импульса фокусируются на разных расстояниях от линзы. Б.-с. с тонкой магн. линзой не являются прецизионным ($R \sim 1\%$), но они обладают большой светосилой (порядка перс. %).

Наиболее высокое разрешение [$R \sim (5-7) \cdot 10^{-5}$] достигается в Б.-с. с неоднородным аксиально-симметрич. полем, а также в призмных спектрометрах (табл.).