

действия Б.-с. состоит в пространственном разделении траекторий заряд. частиц в магн. поле в зависимости от их импульсов. На заряд, движущийся в магн. поле B , действует Лоренца сила. Составляющая p_{\perp} импульса p частицы, перпендикулярная B , и радиус кривизны ρ её траектории связаны соотношением:

$$p_{\perp} = B\rho e/c, \quad (1)$$

где e — заряд электрона (в CGSE). Из ф-лы (1) видно, что магн. полею пропорциональна не энергия электрона, а его импульс. Переход от импульса электрона к его энергии \mathcal{E} производится по ф-ле: $\mathcal{E} = \sqrt{e^2 B^2 \rho^2 + m_0^2 c^4} - m_0 c^2$ (m_0 — масса покоя электрона).

Магн. поле, обуславливая спектральную чувствительность, обладает и фокусирующими свойствами, т. е. обеспечивает собиранье частиц с одинаковыми импульсами, вылетающих из источника по разным направлениям. Электроны, вылетающие из источника, движутся в вакуумной камере, помещённой в магн. поле,

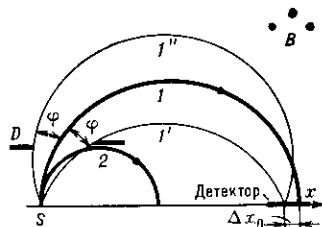


Рис. 1. Траектории электронов в поперечном однородном магнитном поле B ; S — источник β -частиц; D — диафрагма.

и, пройдя через диафрагмы, регистрируются детектором. В бета-спектрографах магн. поле неизменно, и энергия частиц определяется по координатам x точки их регистрации в протяжённом детекторе (обычно ядерные фотографические эмульсии, рис. 1). В Б.-с. изменяется величина магн. поля (без нарушения его конфигурации), детектор же имеет узкую входную щель, позволяющую регистрировать частицы определённой энергии.

Основные характеристики Б.-с. Энергетич. разрешение $R = \Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = \Delta\rho/\rho$, где величина $\Delta\mathcal{E}$ связана с тем, что электроны одной и той же энергии, вылетающие из разл. точек источника и под разными углами, несмотря на фокусирующее действие магн. поля, собираются не в точку на детекторе, а образуют протяжённое «изображение» источника. Форма распределения интенсивности «изображения» обычно близка к трапеции с основанием Δx_0 . Принимают, что разрешимыми являются линии, разделённые интервалом $\Delta x_p = \Delta x_0/2$. С разрешением связана дисперсия D ,

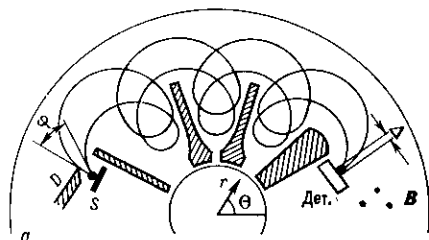


Рис. 2. а — схематическое изображение торoidalного бета-спектрометра: S — источник; Det — детектор; D — диафрагма. Торoidalные траектории вылетевших в угол θ собираются в пятно Δ ; б — неоднородное магнитное поле спадает с расстоянием r по закону $B \sim 1/r \sin \theta$.

к-рая характеризует смещение dx положения электронной линии при малом изменении энергии частиц:

$$D = \frac{dx}{d(\ln \mathcal{E})} = \frac{dx}{d\mathcal{E}/\mathcal{E}}. \quad \text{Отсюда } R = \Delta x_p / D.$$

Светосилой I наз. доля электронов, вылетевших из моноэнергетич. источника, регистрируемых детектором: $I = \Omega\epsilon/4\pi$, где Ω — телесный угол, в к-ром

вылетевшие из источника электроны достигают детектора, а ϵ — эффективность детектора (в %). Светимость $L = \int I dS$, где dS — элемент площади S поверхности источника. Обычно I мало изменяется вдоль поверхности, поэтому $L = IS$. Стремление к высокому разрешению приводит к ограничениям светосилы и светимости, и наоборот. Фактором качества наз. отношение I/R или L/R .

Классификация Б.-с. Существующие Б.-с. можно разделить на 2 класса: Б.-с. с поперечным полем («плоские»), в к-рых траектории электронов лежат вблизи плоскости, перпендикулярной B ; Б.-с. с продольным полем («винтовые»), где частицы движутся по винтовым траекториям, ось к-рых параллельна B .

Б.-с. с полукруглой фокусировкой. В 1912 Л. Даниш (L. Danysz) показал, что в однородном магн. поле B имеет место фокусировка моноэнергетич. электронов, вылетающих под разными углами из одной точки, в плоскости, перпендикулярной B . Траектория частицы, обладающей импульсом p , — окружность в плоскости $\perp B$ с радиусом ρ , определяющимся ф-лой (1) при $p_{\perp} = p$. Частицы, испущенные из точки S (рис. 1) с угловой апертурой 2ϕ (траектории 1, 1', 1''), наиболее близко сходятся через $1/2$ оборота («полукруговая» фокусировка в однородном поле). Ширина линии при точечном источнике $\Delta x_0 \approx \rho\phi^2$ (углы ϕ малы), $R = \phi^2/4$. Если учесть конечные размеры источника S , ширину детекторной щели W и угловую расходимость частиц в направлении B (угол вертикальной апертуры 2ψ), то:

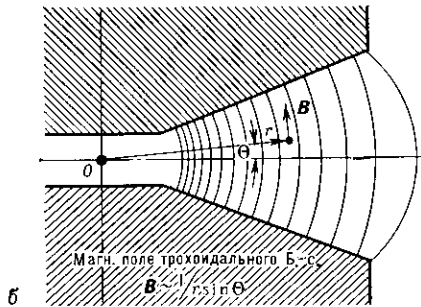
$$R = \frac{1}{4\rho} [S \cdot W + \rho(\phi^2 + \psi^2)]; \quad I = \frac{\phi\psi\epsilon}{\pi}. \quad (2)$$

Т. о., в однородном магн. поле частицы, вылетающие из источника под углами $\leq 2\phi$, сходятся в пятно размером, пропорциональным ϕ^2 . Это наз. фокусировкой в первом порядке. Достигнутое разрешение $R \sim 10^{-3}$ при $I \sim 2,5 \cdot 10^{-4}$.

Попытки найти такую конфигурацию магн. поля, в к-ром осуществлялась бы фокусировка в более высоком порядке по ϕ , привели к неоднородным магн. полям. Плодотворной оказалась идея двойной фокусировки как в плоскости орбиты по углу ϕ , так и в направлении поля B по углу ψ [К. Зигбан (K. Siegbahn) и Н. Свартольм (N. Svartholm), 1946], она лежит в основе наиб. совершенных Б.-с. (Б.-с. $\pi\sqrt{2}$). В нек-рых из них поле аксиально симметрично и спадает с расстоянием r , как $r^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 1/2$). В приборах этого типа достигнуто $R \sim (1-2) \cdot 10^{-4}$ при $\Omega/4\pi = (1,5-6) \cdot 10^{-3}$.

Азимутальная вариация магн. поля (небольшие отклонения от осевой симметрии) позволила достичь фокусировки ещё в более высоком порядке по углам ϕ и ψ . В 1967 К. Бьёрквист (K. Björkqvist) с сотрудниками осуществили фокусировку до 6-го порядка $R \sim 1 \cdot 10^{-5}$ при $\Omega/2\pi = 10^{-3}$. С помощью такого Б.-с. Бьёрквисту удалось в сер. 1970-х гг. исследовать верх. границу β -спектра трития и получить оценку массы нейтрино $m_{\nu} < 60$ эВ (см. Бета-распад).

Троиходальные Б.-с. Частицы в них движутся не по окружностям, а по сложным траекториям, близким к троиходам (рис. 2). Использование троиходальных траекторий предложено Ж. Тибо (J. Thiбаud) в 1933 для разделения электронов и позитронов (дрейф троиходы для них происходит в разные стороны). В дальнейшем Р. Бальцером (Balzer, 1964) осуществлён Б.-с., где поле изменялось с расстоянием по закону $B \sim 1/r \sin \theta$ (r и θ — полярные координаты точки). При движении частиц в таком поле в медианной плоскости ($\theta = \pi/2$) после одного периода троиходы имеет место



б — неоднородное магнитное поле спадает с расстоянием r по закону $B \sim 1/r \sin \theta$.