

скорость поворота поля H в пространстве (угл. скорость поворота H в системе отсчёта, связанной с нейтроном) $\omega \ll \omega_L$. Наоборот, если $\omega \gg \omega_L$, то спин нейтрона «не успевает» следовать за полем и при повороте H на π изменяет свою ориентацию относительно H на противоположную, сохраняя свою ориентацию в пространстве. Такое изменение ориентации спина нейтрона относительно поля H представляет собой неадиабатич. процесс.

Экспериментальные методы. Поляризатор. Впервые П. н. были получены пропуская через *тепловых нейтронов* через намагниченную до насыщения железную пластину (мишень) в 1936 (Ф. Блох, F. Bloch), однако наиб. интенсивно этот метод использовался в кон. 40-х гг., когда появились *ядерные реакторы*. В основе метода лежит интерференция ядерного и магн. рассеяний нейтрона (см. *Нейтроннография*). Зависимость сечения рассеяния нейтронов в магнетике от ориентации спина относительно поля H определяется т. н. магн. амплитудой рассеяния нейтронов. Полная амплитуда рассеяния нейтронов на ядре складывается из амплитуды рассеяния нейтронов на ядре a_n , к-рая не зависит от ориентации спина σ нейтронов, если ядра мишени не поляризованы, и магн. амплитуды рассеяния a_m (рассеяния нейтронов на атомных электронах). Последнее имеет место, если атом обладает отличным от 0 магн. моментом, и обусловлено взаимодействием магн. моментов нейтрона и атома. Суммарная амплитуда рассеяния $a = a_n + a_m$. Знак магн. амплитуды a_m зависит от взаимной ориентации магн. моментов (спинов) атома и нейтрона, поэтому полная амплитуда оказывается различной для 2 спиновых компонентов неполяризов. пучка, а следовательно различными являются и сечения рассеяния.

Т. к. сечения взаимодействия нейтронов с атомами мишени заметно отличаются для 2 спиновых состояний нейтронов, то при пропускании пучка через мишень выходящий пучок будет обогащён тем спиновым состоянием, сечение взаимодействия к-рого меньше, т. е. пучок нейтронов окажется частично поляризованным. Сечение взаимодействия нейтронов с атомами Fe больше, когда спины нейтронов параллельны направлению намагниченности Fe, такие нейтроны сильнее выводятся из пучка вследствие рассеяния, и прошедший через мишень пучок становится частично поляризованным в направлении, противоположном H . Пропуская пучок тепловых нейтронов через пластину холоднокатаной стали толщиной ~ 2 см, намагниченной в направлении прокатки (выделенное направление), можно получить степень поляризации пучка $P \sim 0,4$. Использование больших толщин приводит к уменьшению интенсивности и даёт незначит. выигрыш в степени поляризации. Поэтому оптимизировать нужно не только степень поляризации P , но и интенсивность пучка I , а в ряде случаев и время нахождения нейтрона в области взаимодействия. Точность измерений определяется величиной $X = \int P^2(\lambda) I(\lambda) d\lambda$, где λ — длина волны нейтронов.

Более высокую степень поляризации (без потери интенсивности) можно получить, используя железо, обогащённое изотопом ^{54}Fe . Недостаток метода — ограниченность энергетич. диапазона, т. к. в области резонансных нейтронов метод неэффективен. В случае *ультракоротких нейтронов* (УХН) в качестве поляризатора можно применять тонкую намагниченную ферромагн. плёнку. Один из компонентов пучка будет испытывать полное отражение, а второй пройдёт через плёнку (см. *Нейтронная оптика*).

Для поляризации нейтронов используют также пропускание поляризов. пучка нейтронов через поляризов. ядерную мишень (см. *Ориентированные ядра*). Наиб. эфф. поляризатором является поляризов. водородная мишень (Ф. Л. Шапиро, 1964). При этом можно достигнуть широкого диапазона энергии — от *холодных нейтронов* до $\mathcal{E}_n \sim 100$ кэВ.

Монохроматич. П. н. получают методом дифракции нейтронов на намагниченных ферромагн. монокри-

сталлах. Создавая условия, при к-рых амплитуды ядерного и магн. рассеяний нейтронов равны по абс. величине, суммарную амплитуду рассеяния для одного из компонентов падающего на кристалл пучка нейтронов делают равной 0. В дифракции участвует др. компонент, поэтому дифракц. пучок оказывается практически полностью поляризованным: $P \sim 0,98$ (см. *Магнитная нейтроннография*).

Метод полного отражения. Взаимная компенсация амплитуд ядерного и магн. рассеяний нейтронов лежит также в основе метода получения П. н. путём полного отражения от намагниченных ферромагн. зеркал. Если b_n и b_m — ядерная и магн. длины рассеяния нейтронов (длины рассеяния отличаются от амплитуд знаком), то можно показать, что длина магн. рассеяния равна

$$b_m = \pm |\mu_n| \frac{B_s - H}{\mathcal{E}_n} \cdot \frac{\pi}{\lambda^2 N}, \quad (10)$$

где B_s — индукция насыщения, H — намагничивающее поле, \mathcal{E}_n — энергия нейтронов, λ — длина волны нейтронов в вакууме, N — число ядер в единице объёма рассеивателя. Показатель преломления на границе вакуум — вещество зависит от суммарной длины рассеяния $b = b_n + b_m$:

$$n_{\pm} = 1 - \lambda^2 N (b_n + b_m) / 2\pi = 1 - \frac{\lambda^2 N}{2\pi} b_n \mp |\mu_n| \frac{B_s - H}{2\mathcal{E}_n}. \quad (11)$$

Верхний знак соответствует случаю параллельности направлений H и спина нейтрона, нижний — антипараллельности. Критич. угол полного отражения нейтронов, падающих на зеркало, равен

$$\theta_{\text{кр}} \approx \sqrt{2(1-n)} = \sqrt{\frac{\lambda^2 N}{\pi} b_n \pm |\mu_n| \frac{B_s - H}{\mathcal{E}_n}}. \quad (12)$$

Если $b_m \geq b_n$, то, согласно (11) и (12), полное отражение возможно лишь для одного спинового компонента — отражённый пучок будет поляризован параллельно направлению намагничивания зеркала. Как и в случае дифракции, метод полного отражения позволяет получить высокую степень поляризации пучка нейтронов.

Для транспортировки пучков от нейтронного поляризатора к мишени используют т. н. ведущие магн. поля (*магнитопроводы*), в к-рых обеспечивают выполнение условия адиабатичности $\omega_L \gg \omega$ (см. выше). При помощи таких полей можно изменять пространство, ориентацию P без потери степени поляризации P . Напр., вертикальное направление P можно перевести в горизонтальное или наоборот.

Полярирующий нейтронотвод. Метод полного отражения нейтронов используется для создания *поляризованных нейтронотводов* (достаточно сделать поляриствующим лишь один участок нейтронотода). Испытывая полное отражение от внутр. стенок нейтронотода, пучок нейтронов транспортируют на большие расстояния от источника нейтронов (ядерного реактора). При полном отражении нейтронная волна проникает внутрь материала стенки на очень небольшое расстояние, ввиду чего поглощение нейтронов сказывается слабо. Потери тепловых нейтронов при транспортировке по зеркальным нейтронотодам составляют ок. 1% на 1 погонный метр, что позволяет изготавливать нейтронотводы длиной до 100 м.

Однощелевой (одноканальный) полярирующий нейтронотвод (рис. 1) отличается от обыч-

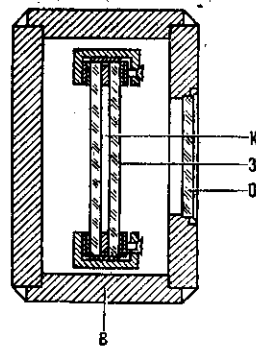


Рис. 1. Поперечное сечение одноканального поляризатора нейтронотода: К — канал, по которому распространяются нейтроны (ширина 8 мм); З — зеркальный отражающий слой; В — вакуумный кожух; О — востригочное окно.