

герентного рассеяния важно для изучения природы взаимодействия нейтронов с ядрами.

С помощью НИ выполнен ряд опытов, позволивших продемонстрировать справедливость некоторых выводов квантовой механики: спинорный характер волновой функции фермиона (нейтрона), влияние на интерференцию нейтронных волн неинерциальности системы координат. Проверено на опыте равенство инертной и гравитационной массы нейтрона (*эквивалентности принцип*) и др.

Лит.: Neutron Interferometry, ed. by U. Bonse, H. Rauch, Oxf., 1979; Loffe I. A., Diffraction-grating neutron interferometers, «Physica, B + C», 1988, v. 151, p. 50.

НЕЙТРОННАЯ ОПТИКА — раздел нейтронной физики, в котором изучаются волновые свойства нейтрона, процессы распространения нейтронных волн в разных веществах и полях. К числу таких процессов относятся дифракция и интерференция нейтронных волн, преломление и отражение нейтронных пучков на границе раздела двух сред. В силу принципа корпускулярно-волнового дуализма нейтрон может проявлять себя как частица с энергией \mathcal{E} и импульсом p или как волна с частотой $\omega = 2\pi\mathcal{E}/h$, длиной волны $\lambda = h/p$ и волновым вектором $\mathbf{k} = 2\pi p/h$. Волновые свойства отчетливо проявляются у нейтронов низких энергий, длина волны которых порядка или больше межатомных расстояний в веществе ($\sim 10^{-8}$ см).

Из-за отсутствия у нейтронов электрич. заряда они глубоко проникают внутрь большинства материалов, что позволяет рассматривать их как достаточно прозрачные среды для распространения нейтронных волн. Большая часть нейтронно-оптич. явлений имеет аналогию с оптич. явлениями, несмотря на различную природу полей нейтронного и светового излучений. Световые волны описываются уравнениями Максвелла, а нейтронная волна (нейтронная волновая функция) подчиняется уравнению Шрёдингера. Распространение волн в среде, согласно Гюйгенсу принципу, связано с их рассеянием и последующей интерференцией вторичных волн. В случае нейтронов рассеяние обусловлено гл. обр. их короткодействующим *сильным взаимодействием* с атомными ядрами, в случае световых волн — дальнедействующим *электромагнитным взаимодействием* с электронами атомных оболочек. Наличие у нейтрона магн. момента приводит к взаимодействию с магн. моментами атомов, на чём основано т. н. магнитное рассеяние нейтронов, не имеющее аналогии в оптике. *Неупругое рассеяние нейтронов* можно сопоставить с *комбинационным рассеянием света*. В отличие от векторной световой волны, нейтронная волна является спинором. Поэтому все поляризац. явления в Н. о., связанные с наличием у нейтрона спина, существенно отличаются от оптических, хотя и здесь есть аналогии; напр., поляризации нейтронов можно (в нек-ром приближении) сопоставить *круговую поляризацию света*. В Н. о. в нек-рых случаях имеет место двойное лучепреломление и дихроизм (см. ниже).

Распространение нейтронных волн в среде. Для нейтронов с энергией \mathcal{E} , распространяющихся в свободном пространстве, решением уравнения Шрёдингера (нерелятивистское приближение) является суперпозиция плоских $\{A_i \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]\}$ и сферических $\{(a_i/r)\exp[i(\omega t - kr_i)]\}$ волн, где $\omega = 2\pi\mathcal{E}/h$ — частота волны, $\mathbf{k} = 2\pi m v/h$ — волновой вектор, $k = |\mathbf{k}|$ — волновое число, r — радиус-вектор точки, r_i — расстояние от i -го точечного источника нейтронных волн или рассеивателя. Конкретное решение зависит от граничных условий задачи и выбирается путём определения соответствующих амплитуд A_k и a_i плоских и сферич. волн.

Анализ задачи о распространении нейтронной волны в среде показывает, что интерференция плоской первичной волны, имеющей волновой вектор \mathbf{k} , с рассеянными сферич. волнами приводит к быстрому затуханию первичной волны. Вместо неё в среде распространяется

волна с волновым вектором \mathbf{k}^{CP} , величина которой даёт соотношение:

$$|\mathbf{k}^{CP}|^2 \approx |\mathbf{k}|^2 - 4\pi N b. \quad (1)$$

Здесь N — число ядер-рассеивателей в единице объёма, b — т. н. когерентная длина рассеяния нейтрона на закреплённом ядре. Длина рассеяния b связана с сечением упругого когерентного рассеяния медленных нейтронов соотношением:

$$\sigma_{\text{уп}}^{\text{ког}} \approx 4\pi b^2,$$

которое соответствует рассеянию на непроницаемой сфере радиуса b . Для большинства ядер длина $b > 0$ и по порядку величины равна размеру ядра ($\sim 10^{-12}$ см). Длины рассеяния являются эмпирич. величинами, нерегулярно меняющимися от ядра к ядру (см. *Дифракция нейтронов*). Для среды, содержащей разл. атомные ядра, произведение Nb в ф-ле (1) должно быть заменено на сумму $\sum_i N_i b_i$ по соответствующим сортам ядер i .

Направление распространяющейся в среде волны определяется из условия равенства параллельных границе раздела вакуум — среда компонент волновых векторов $k_{\parallel} = k^{CP}_{\parallel}$, и ф-ла (1) фактически связывает только нормальные компоненты векторов k_{\perp} и k^{CP}_{\perp} , т. е. $(k^{CP}_{\perp})^2 = (k_{\perp})^2 - 4\pi N b$. Отсюда следует известный из оптики закон преломления $\sin\theta = n \sin\theta'$, где θ и θ' — углы падения и преломления, а n — показатель преломления среды для нейтронных волн:

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi}{k^2} N b = 1 - \lambda^2 \frac{N b}{\pi}. \quad (2)$$

Особые дифракц. явления возникают при прохождении нейтронов через кристаллы, когда интерференция нейтронных волн, рассеянных на регулярно расположенных рассеивателях, приводит к усилению интенсивности волн в направлениях, соответствующих зеркальному отражению от атомных плоскостей кристалла при выполнении *Брэгга — Вульфа условия*: $l\lambda = 2d \cos\theta$, где l — кратность отражения, d — межплоскостное расстояние, θ — угол падения нейтронов на отражающую атомную плоскость.

Т. к. нейтрон обладает массой m , то изменение волнового числа при преломлении на границе среды означает изменение не только его импульса, но и кинетич. энергии. Следовательно, в среде можно приписать нек-рый эффективный (оптический) потенциал U . Связь показателя преломления n и U определяется выражением:

$$n^2 = \frac{(k^{CP})^2}{k^2} = 1 - \lambda^2 \frac{2m}{h^2} U. \quad (3)$$

Сравнивая (2) и (3), получаем:

$$U = \frac{h^2}{2\pi m} N b. \quad (4)$$

Т. к. для большинства ядер $b > 0$, то взаимодействие нейтронов со средой, как правило, носит характер отталкивания ($U > 0$). Величина потенциала U мала для всех материалов ($\leq 3 \cdot 10^{-7}$ эВ). Для тепловых нейтронов с энергией $\mathcal{E} \approx 10^{-2}$ эВ n мало отличается от 1. При $b > 0$ $n^2 < 1$ и уменьшается с уменьшением \mathcal{E} . Крайне медленные нейтроны (*ультрахолодные нейтроны*) с энергией $\mathcal{E} < U$ не могут проникнуть внутрь материала и полностью отражаются от его поверхности аналогично отражению световых волн от поверхности металл. зеркал.

В случае магн. материалов кроме взаимодействия нейтрона с атомными ядрами следует учитывать его взаимодействие с магн. моментами электронных оболо-