

где  $\rho$  и  $j$  — плотность зарядов и токов,  $f$  — плотность силы,  $E$  — напряжённость электрич. поля. Поэтому поле  $M$ . п. наряду с полем  $E$  относят к числу силовых полей, допускающих прямые измерения механич. средствами.

$M$ . п. наряду с полем  $E$  составляют компоненты единого тензора *электромагнитного поля*. Т. о.,  $M$ . п. следует рассматривать как величину, органически связанную с вектором  $E$ . Физически это проявляется во взаимных преобразованиях полей  $B$  и  $E$  при переходе из одной инерциальной системы отсчёта в другую (см. *Лоренца преобразование для полей*).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Электромагнетизм и электромагнитные волны, М., 1985.

**МАГНИТНАЯ НЕЙТРОГРАФИЯ** — исследование атомной магн. структуры кристаллов методами упругого когерентного рассеяния медленных нейтронов, длина волны  $k$ -рых порядка межатомных расстояний в кристалле ( $\lambda \sim 10^{-8}$  мкм, см. *Дифракция нейтронов*). Наличие у нейтронов магн. момента приводит к тому, что наряду с рассеянием нейтрона на атомных ядрах происходит т. н. магн. рассеяние, обусловленное взаимодействием магн. момента нейтрона с магн. моментами элементарных оболочек атомов.

Если магн. моменты атомов ориентированы хаотически (парамагнетик), то магн. рассеяние нейтронов имеет некогерентный, диффузный характер. Если же магн. моменты атомов имеют упорядоченную ориентацию (см. *Магнитная атомная структура*), магн. рассеяние является когерентным и наряду с ядерным когерентным рассеянием вносит вклад в дифракцию нейтронов. Когерентное магн. рассеяние проявляется в виде дополнит. пиков (рефлексов) или вкладов в осн. рефлексы структурной нейтронограммы, некогерентное — определяет её фон. Анализ нейтронограммы даёт прямую информацию о распределении и ориентации магн. моментов атомов в магн. кристаллах, а также об их величине.

В общем случае пики магн. и ядерного рассеяния не совпадают. Они налагаются друг на друга только в случае ферромагн. или антиферромагн. структур при совпадении магн. и кристаллографич. элементарных ячеек. По расположению магн. рефлексов определяются трансляц. векторы магн. структуры. По интенсивности рефлексов определяется взаимная ориентация атомных моментов в магн. элементарной ячейке.

Выделение магн. составляющей в случае структур, где часть магн. и ядерных отражений совпадает по углу рассеяния, а несовпадающие могут перекрываться из-за недостаточной разрешающей способности приборов, является сложной задачей. В дифракц. пике следует также выделять составляющую, вызванную либо диффузным парамагн. рассеянием, либо ближним магн. порядком в кристалле, или термодиффузным рассеянием (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*). Для выделения магн. составляющей эффективно использование *поляризованных нейтронов*. Изменяя направление поляризации, можно с высокой точностью измерять незначит. вклады магн. рассеяния (см. ниже).

**Теоретическое описание.** Дифференц. сечение когерентного упругого магн. рассеяния нейтронов, связанное с брэгговским отражением от кристалла с атомной магн. структурой, определяется в интервале телесного угла  $\Omega$  выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = q^2 S^2 r^2 \mu_n^2 f^2. \quad (1)$$

Здесь  $S$  — спин рассеивающего атома (в ед.  $\hbar$ ), связанный с его магн. моментом  $\mu$  соотношением  $\mu = 2\sqrt{S(S+1)}$ ,  $\mu_n$  — магн. момент нейтрона (в ядерных магнетонах),  $r = e/m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см — т. н. классич. радиус электрона ( $m_e$  — масса электрона,  $e$  — его заряд),  $f$  — магн. формфактор, учитывающий фазовые сдвиги нейтронных волн, рассеянных разл. элементами объёма атома. Он аналогичен *атомному фактору* для

рассеяния рентгеновских лучей, но с увеличением  $\sin \theta/\lambda$  ( $\theta$  — угол рассеяния) уменьшается быстрее, т. к. электроны, определяющие магн. момент атома, расположены на внеш. оболочках атома (рис. 1). Вектор  $q = e(e\mu) - \mu$ , наз. вектором магн. взаимодействия, определяет взаимную ориентацию нормали  $e$  к отражающей плоскости и магн. момента атома  $\mu$  (рис. 2). Величина  $p = r\mu_n S f$  наз. амплитудой магн. рассеяния нейтронов и является

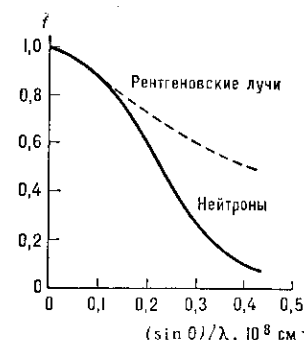


Рис. 1. Зависимость магнитного формфактора  $f$  от  $\sin \theta/\lambda$  и атомного фактора рассеяния рентгеновских лучей (пунктир) для иона  $Mn^{2+}$ .

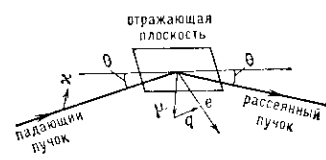


Рис. 2. Соотношение между единичными векторами нормали  $e$  к отражающей плоскости, магнитного момента  $\mu$  и спина  $\mu$  падающего на кристалл пучка поляризованных нейтронов.

аналогом амплитуды  $b$  ядерного рассеяния нейтронов (см. *Нейтронография структурная*). Для  $\theta$ , близких к  $0^\circ$  ( $\sin \theta/\lambda$  мало), величины  $p$  и  $b$  сравнимы по величине. Напр., для железа  $b = 0,96$ ;  $p_{Fe^{2+}} = 1,08$  и  $p_{Fe^{3+}} = 1,35 (\times 10^{-12} \text{ см})$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = q^2 p^2. \quad (1)$$

При вычислении суммарного сечения ядерного и магн. рассеяний нейтронов следует учитывать их возможную интерференцию. В случае поляризованных нейтронов с единичным вектором поляризации  $\kappa$  дифференц. сечение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2 + 2p(q\kappa) + p^2 q^2. \quad (2)$$

В зависимости от направления  $\kappa$  и  $q$  амплитуды ядерного и магн. рассеяний будут либо складываться, либо вычитаться:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (b \pm pq)^2. \quad (3)$$

Если падающий пучок не поляризован, то ср. значение  $\langle q\kappa \rangle = 0$  и  $d\sigma/d\Omega = b^2 + p^2 q^2$ . Для поляризации нейтронов соответствующей  $\kappa q = \pm 1$ ,  $d\sigma/d\Omega = b \pm pq$ . Это даёт возможность получения пучка поляризованных нейтронов. Для этого нужно подобрать отражение от кристалла — монохроматора с такими  $b$  и  $p$ , что при нек-ром значении  $\theta$  либо  $b+p$ , либо  $b-p$  станут близки к 0. В этом случае отражённый пучок нейтронов будет почти полностью поляризованным. Это выполняется, напр., при отражении от плоскости (220) монокристалла  $Fe_3O_4$  или от плоскостей (111) и (220) сплава  $Co_{0,92}Fe_{0,08}$  с кубич. структурой.

Интенсивность магн. брэгговского отражения кристаллографич. плоскостью с индексами  $h, k, l$  пропорциональна квадрату т. н. магн. структурного фактора  $F$ , учитывающего фазовые соотношения между рассеивающими атомами в магн. элементарной ячейке, содержащей  $v$  атомов:

$$F = \sum_v p_v q \exp[-2\pi i (hx_v + ky_v + lz_v)] \quad (4)$$

( $v$  — индекс суммирования).

В приведённом теоретич. описании рассмотрен коллинеарный магнетик, для  $k$ -рого магн. и кристаллич. элементарные ячейки совпадают, а магн. моменты ато-