

ным молекулам др. ориентации. Т. о., с помощью исследования П. л. молекулярных кристаллов можно изучать миграцию энергии в них. Пространств. и угл. распределение поляризации люминесценции таких кристаллов позволяет определить ориентацию молекул в кристаллич. структуре. Особенно чувствителен этот метод при исследовании малых концентраций примесей. Поляризация люминесценции позволяет также различать молекулярное и экситонное излучения. Исследование П. л. двуосных молекулярных кристаллов требует учёта явления дупреломления как возбуждающего света, так и света люминесценции, а также др. кристаллооптич. факторов (дихроизм, вращение плоскости поляризации). Последнее необходимо и при изучении П. л. центров люминесценции в одноосных кристаллофосфорах типа ZnS. Исследование зависимости степени поляризации люминесценции от ориентации электрич. вектора возбуждающего света относительно осей кристалла, а также «спонтанной» поляризации при возбуждении неполяризов. светом и сравнение результатов с расчётами моделей линейного опцилляция и ротатора после учёта поправок на дупреломление позволили выяснить ряд важных и тонких деталей строения центров люминесценции в ZnS.

П. л. полупроводников при её рекомбинац. характере в зависимости от вида возбуждения может иметь как линейную, так и циркулярную поляризацию. При поглощении циркулярно поляризованного возбуждающего излучения электроны, переходя из валентной зоны в зону проводимости, ориентируются по спину. При рекомбинации электронов и дырок возникает циркулярно поляризованное излучение. Т. о., исследование поляризации рекомбинац. люминесценции позволяет определить степень ориентации неравновесных электронов. Т. к. измеряемая экспериментально поляризация отражает ситуацию, к-рая складывается за время жизни неравновесного электрона вследствие разл. процессов спиновой релаксации и спиновых взаимодействий, этот метод применяют для изучения подобных процессов. С его помощью зарегистрировано сверхтонкое взаимодействие ориентиров. электронов и ядер кристаллич. структуры, раскрыта возможность накопления значит. ядерной поляризации и оптич. охлаждения системы ядерных спинов.

При межзонном поглощении линейно поляризованного света в полупроводниках электроны проводимости оказываются выстроенными по импульсам (скоростям) с преимущ. направлением импульсов перпендикулярно вектору поляризации возбуждающего света. При рекомбинации таких анизотропно выстроенных электронов с дырками возникающая люминесценция частично линейно поляризована. Уменьшение степени поляризации в магн. поле позволяет следить за процессами энергетич. и импульсной релаксации электронов.

Лит.: Феофилов П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; Букке Е. Е., Григорьев Н. Н., Фок М. В., Применение метода поляризационных диаграмм для исследования одноосных кристаллов, «Труды ФИАН», 1974, т. 79, с. 108; Блохин А. П., Толкачев В. А., Поляризация флуоресценции свободных многоатомных молекул, «Оптика и спектроскопия», 1981, т. 51, в. 2, с. 278; Зазубович С. Г., Исследование структуры возбужденных состояний ртутьподобных центров в кубических кристаллах методом поляризованной люминесценции, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1982, т. 46, № 2, с. 273; Захарченко Б. П., Люминесценция полупроводников в условиях оптического охлаждения системы ядерных спинов, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1982, т. 46, № 2, с. 394; Ануфриева Е. В., Поляризованная люминесценция в биологии и медицине, в сб.: Люминесцентный анализ в медико-биологических исследованиях, Рига, 1983, с. 25; Гайсенов В. А., Саржева-ски й А. М., Анизотропия поглощения и люминесценции многоатомных молекул, Минск, 1986; Жевандров Н. Д., Оптическая анизотропия и миграция энергии в молекулярных кристаллах, М., 1987; Зазубович С. Г., Нагириный В. П., Соолик Т. А., Поляризованная люминесценция примесных центров в кристаллах, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1988, т. 52, № 4, с. 674. Н. Д. Жевандров.

**ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ НЕЙТРОНЫ** — совокупность нейтронов (пучков), спины к-рых  $s$  имеют преимуществ. ориентацию вдоль к.-л. выделенного направления в про-

странстве (оси квантования), обычно — направления магн. поля  $H$ . Нейтрон обладает спином  $s = 1/2$  (в единицах постоянной Планка  $\hbar$ ), поэтому возможны только 2 проекции спина на ось квантования вдоль и против неё. Пучок П. н. характеризуется вектором поляризации  $P$ , к-рый равен удвоенному ср. значению (матем. ожиданию) проекции спина на  $H$ :

$$P = 2\langle s \rangle = \langle \sigma \rangle. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma$  — Паули матрицы. Степень поляризации пучка нейтронов определяется выражением

$$P = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-), \quad (2)$$

где  $N_{\pm}$  — числа частиц в пучке с проекциями спинов вдоль (+) и против (-) направления поля  $H$ . Если пучок не поляризован, то  $N_+ = N_-$  и  $P = 0$ . Для полностью поляризованного пучка нейтронов  $P = 1$ . Полностью поляризованный пучок обладает чистым спиновым состоянием; спиновая часть волновой ф-ции такого состояния имеет вид

$$\Psi(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos \theta/2 \\ e^{i\varphi} \sin \theta/2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь  $\theta, \varphi$  — полярные углы, характеризующие направление  $P$ . Проекция  $P$  в сферич. координатах:

$$P_x = P \sin \theta \cos \varphi; P_y = P \sin \theta \sin \varphi; P_z = P \cos \theta. \quad (4)$$

Реальные поляризов. пучки не обладают полной поляризацией. Частично поляризованный пучок нейтронов ( $0 < P < 1$ ) содержит некогерентную примесь др. спинового состояния. Неполностью поляризов. пучок нейтронов ( $P = 0$ ) можно рассматривать как состоящий из 2 полностью поляризованных пучков одинаковой интенсивности с противоположными знаками поляризации, но независимых друг от друга (некогерентных). Спиновое состояние частично поляризованного пучка (смешанное спиновое состояние) описывается не волновой ф-цией (3), а спиновой (поляризац.) матрицей плотности:

$$\rho = \frac{1}{2} (I + P\sigma). \quad (5)$$

Здесь  $I$  — единичная матрица. Выражение (5) принимают в качестве строгого определения понятия поляризации пучка нейтронов, эквивалентного (1).

Энергия взаимодействия нейтронов с магн. полем  $H$ :

$$U = -\mu_n H = -\gamma \mu_n \sigma H, \quad (6)$$

где  $\mu_n$  — магн. момент нейтрона,  $\mu_n$  — ядерный магнетон,  $\gamma = -1,913$  — магн. момент нейтрона, выраженный в ядерных магнетонах. Можно показать, что движение спина нейтрона в поле  $H$  (в нерелятивистском случае) описывается ур-нием

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2\mu_n H}{\hbar} [\sigma H]. \quad (7)$$

Ур-ние (7) допускает классич. трактовку:  $\sigma$  — единичный вектор, направленный вдоль вектора  $P$ . Согласно (7), вектор  $P$  прецессирует вокруг направления  $H$  с ларморовой частотой:

$$\omega_L = \frac{2\mu_n H}{\hbar} = \frac{2(\gamma \mu_n H)}{\hbar}. \quad (8)$$

Если напряжённость магн. поля  $H$  выражена в эрстедах, то  $\omega_L = 1,8325 \cdot 10^4 H$  рад/с. Компоненты вектора  $P$  описываются выражениями

$$\begin{aligned} P_x(t) &= P_x(0) \cos \omega_L t - P_y(0) \sin \omega_L t, \\ P_y(t) &= P_x(0) \sin \omega_L t + P_y(0) \cos \omega_L t, \\ P_z(t) &= P_z(0). \end{aligned} \quad (9)$$

Решение ур-ния (7) показывает, что спин нейтрона адиабатически следует за направлением поля  $H$ , если