

элементу группы ставится в соответствие линейное преобразование в пространстве собств. ф-ций, наз. *представлением группы*. Поэтому существует связь между $S. ф.$ и матричными элементами представлений групп. Используя свойства представлений, можно получить разл. ф-лы для $S. ф.$, напр. ф-лы сложения, интегральные представления, рекуррентные ф-лы.

Так, представления группы движения евклидовой плоскости связаны с цилиндрич. ф-циями, представления группы вещественных унитарных матриц 2-го порядка — с гипергеом. ф-циями. Особенно часто в физике используют представления группы вращений трёхмерного пространства, с ними связаны *Вигнера функции*, *Клебша — Гордана коэффициенты* и *Вигнера $6j$ -символы*, к-рые можно выразить через ортогональные полиномы непрерывного или дискретного аргумента. Напр., ф-ция Вигнера удаётся записать с помощью полиномов Якоби или полиномов Кравчука. Коэф. Клебша—Гордана и $6j$ -символы Вигнера можно выразить через полиномы Хана и полиномы Рака.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1973—74; Виленкин Н. Я., Специальные функции и теория представлений групп, 2 изд., М., 1991; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979. А. Ф. Никифоров.

СПИН (от англ. spin — вращаться, вертеться) — собственный момент количества движения элементарных частиц, имеющий квантовую природу и не связанный с перемещением частицы как целого. $S.$ наз. также *собств. момент кол-ва движения атомного ядра или атома*; в этом случае $S.$ определяется как векторная сумма (вычисленная по правилам сложения моментов в квантовой механике) $S.$ элементарных частиц, образующих систему, и орбитальных моментов этих частиц, обусловленных их движением внутри системы.

$S.$ измеряется в единицах \hbar и равен $J\hbar$, где J — характерное для каждого сорта частиц целое (в т. ч. нулевое) или полуцелое положит. число — т. н. *спиновое квантовое число*, к-рое обычно называют просто $S.$; в связи с этим говорят о целом или полуцелом $S.$ частицы. Полуцелым $S.$ обладают, напр., электроны, протоны, нейтрино и их античастицы. $S. п.$ и K -мезонов равен нулю, $S.$ фотона равен 1.

Проекция $S.$ на любое фиксиров. направление z в пространстве может принимать значения $-J, -J+1, \dots, +J$. Т. о., частица со $S. J_2$ может находиться в $2J+1$ спиновых состояниях (при $J = 1/2$ — в двух состояниях), что эквивалентно наличию у неё дополнит. внутр. степени свободы. Квадрат вектора $S.$, согласно квантовой механике, равен $\hbar^2 J(J+1)$. Со $S.$ частицы, обладающей ненулевой массой покоя, связан спиновый магн. момент $\mu = \gamma J\hbar$; коэф. γ наз. *магнитомеханическим отношением* (или *гиромагнитным отношением*).

Концепция $S.$ введена в физику в 1925 Дж. Уленбеком (G. Uhlenbeck) и С. Гаудсмитом (S. Goudsmit), предложившими (на основе анализа спектроскопич. данных), что электрон можно рассматривать как «вращающийся волчок» (отсюда и термин « $S.$ ») с собств. механич. моментом $1/2$ и собственным (спиновым) магн. моментом, равным магнетону Бора $\mu_B = \hbar e/2mc$ (e и m — заряд и масса электрона). Т. о., для $S.$ электрона гиромагн. отношение $\gamma = e/mc$, т. е. с точки зрения классич. электродинамики является аномальным: для орбитального движения электрона и для любого движения классич. системы заряд. частиц с данным отношением e/m оно в 2 раза меньше ($e/2mc$).

Учёт $S.$ электрона позволил В. Паули (W. Pauli) сформулировать принцип запрета, утверждавший, что в произвольной физ. системе не может быть двух электронов, находящихся в одном и том же квантовом состоянии (см. *Паули принцип*). Наличие у электрона $S.$, равного $1/2$, объяснило мультиплетную структуру атомных спектров (*тонкую структуру*), особенности

расщепления спектральных линий в магн. полях (*Зеемана эффект*), порядок заполнения электронных оболочек в многоэлектронных атомах (а следовательно, и закономерности периодич. системы элементов), ферромагнетизм и др. явления.

Существование у протона $S.$, равного $1/2$, постулировано на основе опытных данных Д. М. Деннисоном (D. M. Dennison, 1927). Эксперим. проверка этой гипотезы привела к открытию *сверхтонкой структуры* уровней энергии атома.

$S.$ частиц однозначно связан с характером статистики, к-рой они подчиняются. Как показал Паули (1940), из квантовой теории поля следует, что все частицы с целым $S.$ подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике* (являются *бозонами*), с полуцелым $S.$ — *Ферми — Дирака статистике* (*фермионы*). Для фермионов (напр., электронов) справедлив принцип Паули, для бозонов он не имеет силы.

В матем. аппарат нерелятивистской квантовой механики $S.$ был введён Паули; при этом описание $S.$ носило феноменологич. характер. Наличие у электрона $S.$ и спинового магн. момента непосредственно вытекает из релятивистского *Дирака уравнения* (к-рое для электрона в эл.-магн. поле в пределе малых скоростей переходит в *Паули уравнение* для нерелятивистской частицы со $S. 1/2$).

Величина $S.$ определяет трансформ. свойства полей, описывающих эти частицы. При *Лоренца преобразованиях* поле, соответствующее частице со $S. J = 0$, преобразуется как скаляр (или псевдоскаляр); поле, описывающее частицу с $J = 1/2$, — как спинор, с $J = 1$ — как вектор (или псевдовектор) и т. д.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика*. О. И. Завьялов.

СПИНОВАЯ ДИФФУЗИЯ — процесс пространственного выравнивания неоднородной спиновой поляризации в системе локализов. магн. моментов. В отличие от обычной *диффузии*, связанной с массопереносом, при $S. д.$ распространяется лишь спиновое возбуждение, тогда как сами носители спиновых моментов (парамагн. ионы, радикалы, атомные ядра) не перемещаются.

При помещении парамагн. вещества, содержащего частицы с нескомпенсиров. спином S , во внеш. магн. поле H возникает отличная от нуля *спиновая поляризация* $P = \langle S_z \rangle / S$, где $\langle S_z \rangle$ — ср. значение проекции спинов S_z на направление поля (ось Z). В условиях термодинамич. равновесия при темп-ре T_0 поляризация определяется *Больцмана распределением* парамагн. частиц по энергетич. уровням, возникающим вследствие квантования S_z (см. *Зеемана эффект*). В простейшем случае $S = 1/2$ возможны всего две ориентации спина: вдоль и против поля H ; при этом $P = \text{th}(\hbar\gamma H/2kT_0)$, где γ — *магнитомеханическое отношение*. При нарушении равновесия между спиновой системой и «решёткой» (термостатом) величина P определяется *спиновой температурой* $T_S \neq T_0$. Процессы $S. д.$ возникают в тех случаях, когда пространственное распределение величины P оказывается неоднородным, т. е. $\text{grad } P \neq 0$. Передача избытка поляризации между соседними парамагн. частицами происходит в направлении выравнивания T_S за счёт магн. *диполь-дипольного взаимодействия* или *спин-спинового обменного взаимодействия*. Элементарный акт этого процесса состоит в одноврем. изменении ориентации спинов двух частиц в противоположных направлениях при сохранении их суммарной проекции S_z и суммарной магн. энергии в поле H . Такой акт носит резонансный характер и эффективен лишь при близости частот магн. резонанса взаимодействующих частиц.

Усреднённое макроскопич. описание этого процесса в ряде простейших случаев приводит к обычному ур-нию диффузии для величины $P(r, t)$, где r — пространственная координата, t — время.

Роль $S. д.$ наиб. существенна в ядерных спиновых системах твёрдых тел, где она обычно определяется магн. диполь-дипольным взаимодействием между соседними