

в теории фотоионизации атомов и молекул и в теории электронно-атомных столкновений.

Лит.: Seaton M. J., Quantum defect theory, «Repts Progr. Phys.», 1983, v. 46, p. 167. Е. А. Юков.

**КВАНТОВЫЙ КРИСТАЛЛ** — кристалл, в котором амплитуда нулевых колебаний  $a_0$  частиц, образующих кристаллич. решётку, сравнима с межатомным расстоянием  $a$ , что приводит к заметной вероятности когерентных туннельных перемещений и перестановок частиц в осн. состоянии. Степень «квантовости» кристалла можно характеризовать по значению т. п. параметра де Бурга:

$$\Lambda \sim (\hbar/a)/(m\varepsilon)^{1/2} \sim (a_0/a)^2, \quad (1)$$

величина к-рого растёт с уменьшением массы  $m$  частиц и энергии их взаимодействия  $\varepsilon$ . Наиб. значения  $\Lambda$  достигает для кристаллов  ${}^3\text{He}$  ( $\Lambda \sim 0,5$ );  ${}^4\text{He}$  (0,4);  $\text{H}_2$  (0,3),  $\text{Ne}$  (0,1).

В обычных кристаллах частицы, образующие решётку, при низких темп-рах локализованы, их движение сводится к малым колебаниям около положений равновесия (узлов кристаллич. решётки). В К. к. большая амплитуда нулевых колебаний приводит к квантовой делокализации частиц: частицы могут совершать когерентные подбарьерные переходы (см. *Туннельный эффект*) на соседние узлы кристаллич. решётки и меняться местами. Вероятность туннелирования частиц  $w$  экспоненциально растёт с увеличением  $\Lambda$ :

$$w \sim \exp(-1/\Lambda).$$

В результате в К. к. исчезает возможность отождествления между частицами и узлами решётки и начинают проявляться эффекты квантового обмена, тождественности частиц, в т. ч. *обменное взаимодействие*. Кроме того, возникают большие корреляц. эффекты, связанные с возможными когерентными перестановками большого числа частиц в осн. состоянии. Так, в твёрдом  ${}^3\text{He}$  антиферромагн. упорядочение кристалла при низких темп-рах (см. *Гелий твёрдый*) во многом определяется 3- и 4-частичными обменными процессами ( ${}^3\text{He}$  — уникальный пример ядерного магнетика — электронный спин атомов  ${}^3\text{He}$  равен 0; в обычных кристаллах обменное взаимодействие, как правило, является двухчастичным). Необходимость учёта сильных многочастичных корреляций усложняет расчёты параметров осн. состояния К. к.

Отсутствие отождествления частиц и узлов решётки означает также, что в К. к. снимается требование равенства в осн. состоянии числа частиц и узлов решётки, т. е. в К. к. могут существовать нулевые вакансии. Равновесная концентрация вакансий в К. к. при  $T=0$  К может оказаться отличной от 0 (в обычных кристаллах равновесная концентрация вакансий при уменьшении  $T$  экспоненциально  $\rightarrow 0$ ). Наличие нулевых вакансий могло бы привести к *сверхтекучести* К. к. и к возможности бездиссипативного течения кристалла при неподвижной кристаллич. решётке.

Т. к. частицы К. к. тождественны, то непосредственно наблюдать квантовую делокализацию частиц в осн. состоянии трудно. Положение меняется, если в К. к. имеются точечные дефекты (вакансии, примесные атомы, междоузельные атомы, иерегибы на дислокациях и пр.). В этом случае делокализация частиц К. к. означает также и делокализацию точечных дефектов, превращающихся в своеобразные квазичастицы — *дефектоны*, практически свободно двигающиеся через кристалл. Свойства дефектонов аналогичны свойствам др. квазичастиц в твёрдых телах, а ширина энергетической зоны дефектонов  $\Delta \sim \hbar^2/ma^2$  (см. также *Вакансион*, *Примесон*). Зонное движение дефектонов в К. к. проявляется в *квантовой диффузии* и в особенностях *внутреннего трения*. Делокализация поверхностных дефектов К. к. обуславливает возможность распространения вдоль границы

раздела фаз *квантовая жидкость* — К. к. *кристаллизационных волн*, а также существование специфич. квантового атомно-шероховатого состояния поверхности раздела.

Кроме перечисленных выше кристаллов к К. к. иногда относят также растворы водорода в тяжёлых металлах. Такие кристаллы являются квантовыми по отношению к лёгким частицам и классическими по отношению к тяжёлым атомам. Кроме того, к К. к. относят гипотетич. кристаллы, состоящие не из атомов или молекул, а из электронов, *экситонов* и т. п. (см. *Вигнеровский кристалл*).

Лит. см. при статьях *Квантовая диффузия*, *Гелий твёрдый*, *А. Э. Мейерович*.

**КВАНТОВЫЙ МАГНИТОМЕТР** (тесламетр) — прибор для измерения слабых магн. полей, основанный на определении частоты квантового перехода парамагн. частиц с одного зеемановского подуровня на другой. Разность энергий между зеемановскими подуровнями пропорц. напряжённости магн. поля  $H$  (см. *Зеемана эффект*). К. м. обладает высокой чувствительностью, постоянной в широком диапазоне ср. и малых значений  $H$ . Применяется для магн. разведки полезных ископаемых, исследования магн. поля Земли и др. планет Солнечной системы и межпланетного пространства, а также для биомагн. исследований и др.

**Принцип работы.** В наиб. распространённом К. м. частота перехода  $\omega$  между выбранными подуровнями определяется по резонансному поглощению эл.-магн. излучения. Т. к. разность энергий  $\Delta\varepsilon$  между магн. подуровнями в равновесном состоянии мала ( $\Delta\varepsilon = \hbar\omega$ , по частоте  $\omega$  соответствует радиодиапазону), то населённости этих уровней близки. Поэтому измерение  $\Delta\varepsilon$  затруднительно. Для достижения высокой чувствительности необходимо нарушить равновесное состояние системы путём магн. поляризации вещества, т. е. увеличить разность населённостей для выбранных подуровней. Существует неск. способов магн. поляризации вещества, напр. наложение сильного дополнит. магн. поля (ядерно- $\alpha$ - $\pi$ -рецепсионный или протонный К. м.) или воздействие на систему световым излучением резонансной частоты (К. м. с оптич. накачкой). В основе действия и тех и других лежит явление *магнитного резонанса*.

Существуют также К. м. нерезонансного типа, основанные на оптич. ориентации атомов и использовании явления пересечения или антипересечения магн. подуровней в слабом магн. поле (магнитометр Халле), и на *Джозефсона эффекте* (см. *Сквид*).

**Протонный К. м.** основан на прецессии протонов в магн. поле. В отсутствие внеш. магн. поля магн. моменты отд. протонов ориентированы хаотично. Внеш. подмагничивающее поле  $H_n$  ориентирует протоны в направлении  $H_n$ . В результате вещество приобретает макроскопич. ядерную парамагн. намагниченность, вектор к-рой  $M$  после выключения  $H_n$  прецессирует вокруг  $H$  с частотой

$$\omega_0 = \gamma_{\text{яд}} H,$$

где  $\gamma_{\text{яд}}$  — гиромагн. отношение протона. Т. к.  $\gamma_{\text{яд}}$  известно с большой точностью, то  $H$  определяется измерением  $\omega_0$  также с высокой точностью.

В протонных К. м. сосуд с богатой протонами жидкостью (спирт, вода, керосин и др.) помещают внутрь катушки, создающей поле  $H_n \sim 10$  мТл, обеспечивающее необходимую поляризацию вещества и направленное приблизительно перпендикулярно измеряемому полю  $H$ . Т. к. вещество находится под действием двух полей — слабого измеряемого  $H$  и поляризующего  $H_n$ , то прецессия вектора ядерной намагниченности происходит вокруг вектора суммарного поля  $H + H_n$ . Если затем поле  $H_n$  быстро выключить, вектор намагниченности будет прецессировать с частотой  $\omega_0 = \gamma_{\text{яд}} H$  вокруг  $H$  (затухающая свободная прецессия). Для измерения частоты прецессии индукционную катушку