

локальными полями. Зависимость величины сигнала С. э. от времени 2τ позволяет измерять истинное время поперечной релаксации T_2 . Так же исследуют структуру спектров ЯМР, скрытую неоднородным уширением.

Существуют разл. модификации описанного варианта С. э. Трёхимпульсные С. э. делает возможным измерять наряду с T_2 время продольной релаксации T_1 . Многоимпульсные когерентные методы позволяют на неск. порядков повысить чувствительность и разрешающую способность ЯМР-спектроскопии.

Методы С. э. используют также в ядерном квадрупольном резонансе и электронном парамагнитном резонансе, хотя при этом трудно выполнить условие $H_1 \gg \Delta H$. Большим своеобразием отличается С. э. в ферромагнетиках и антиферромагнетиках.

Явления, аналогичные С. э., характерны и для систем иной природы, обладающих дискретным набором квантовых энергетич. уровней, уширенных статическими случайными полями. Известны, в частности, фотонное эхо, поляризация эхо, фотонное эхо и др.

Лит.: Фаррар Т., Беккер Э., Импульсная ЯМР-спектроскопия ЯМР, пер. с англ., М., 1973; Салихов К. М., Семенов А. Г., Цветков Ю. Д., Электронное спиновое эхо и его применение, Новосибир., 1976; Уолдж., Новые методы ЯМР в твердых телах, пер. с англ., М., 1978. В. А. Азаркин.

СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ ВОЛНЫ — термодинамическое равновесное состояние вещества, характеризующееся пространственно неоднородным периодич. распределением плотности магн. момента $M(r)$. При этом усредненный макроскопич. магн. момент системы равен нулю $\langle M(r) \rangle = 0$ и С. п. в. можно рассматривать как одно из проявлений антиферромагнетизма. Пространственное распределение $M(r)$ описывается соотношением:

$$M(r) = M_1 \exp(iQr) + M_1^* \exp(-iQr), \quad (1)$$

где Q — волновой вектор С. п. в.

Чаще всего под С. п. в. понимают антиферромагнетизм системы взаимодействующих коллективизиров. электронов (см. Зонный магнетизм). Парамагн. осн. состояние однородного электронного газа может оказаться неустойчивым относительно образования С. п. в. Неустойчивость зависит от характера взаимодействия между электронами. Особенности зонной структуры могут стабилизировать С. п. в., т. е. привести к антиферромагн. осн. состоянию электронной системы.

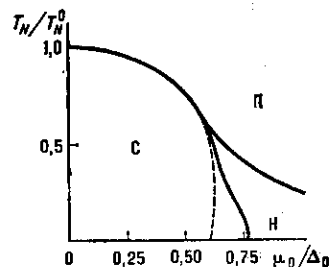
Критерий неустойчивости парамагн. состояния зонного магнетика (см. Стокера критерий ферромагнетизма) определяется не только величиной потенциала межэлектронного взаимодействия, но и зависимостью магн. восприимчивости χ от электронного волнового вектора q . Напр., если в силу к.-л. особенности топологии ферми-поверхности $\chi(q)$ обладает резко выраженным максимумом при нек-ром значении $q \neq 0$, то фазовый переход при $T \rightarrow 0$ К из парамагн. состояния в состояние С. п. в. может иметь место даже при слабом взаимодействии между электронами. Наличие конгруэнтных (совпадающих при трансляции на волновой вектор Q) электронных и дырочных участков на поверхности Ферми (нестиг) в веществах с металлич. проводимостью приводит к возможности триплетного электрон-дырочного спаривания с возникновением С. п. в.

Наиб. подходящей моделью для микроскопич. описания фазового перехода в состояние С. п. в. является модель экситонного диэлектрика. В системах с С. п. в. появляются щели Δ в электронном энергетич. спектре и особенности плотности состояний на краях этой щели. С этим связаны особенности оптич., кинетич., магн., упругих и др. свойств С. п. в. От краёв щели «отщепляются» спин-поляризов. состояния, отсутствующие в парамагн. фазе и приводящие к резонансным аномалиям кинетич. свойств. Необычно и поведение дефектов: в окрестности дефекта происходит дополнит. перераспределение спиновой плотности, т. е. формируется ближний антиферромагн. порядок, сохраняющийся

иногда выше точки Нееля T_N (локализованная С. п. в.). На фоне осн. состояния ниже точки Нееля $T < T_N$ в электронном газе формируются своеобразные коллективные возбуждения спиновой плотности (амплитудоны, фазоны, С. п. в. — магн. и т. п.). Теория предсказывает также существование слабо затухающих коллективных возбуждений выше T_N .

С. п. в. образуется в результате фазового перехода (обычно 2-го рода, хотя возможны фазовые превращения 1-го рода) при темп-ре ниже точки Нееля (рис.).

Фазовая диаграмма экситонного диэлектрика для фазового перехода в состояние волны спиновой плотности (2-го рода): П — парамагнитная фаза; С — антиферромагнитная соизмеримая фаза; Н — антиферромагнитная несоизмеримая фаза; $\mu_0 = (\delta F_1 - \delta F_2)/2$, Δ_0 соответствует $T = 0$ К, $\mu_0 = 0$, T_N — темп-ра перехода в состояние волны спиновой плотности при $\mu_0 = 0$.



Пространственный период волны может выражаться через целое число постоянных кристаллич. решётки (соизмеримая фаза), но возможно появление и несоизмеримых сверхструктур, т. е. С. п. в., период к-рых не кратен периоду кристаллич. решётки.

В переходных металлах и их сплавах реализуется ситуация, когда $Q = G/2$, где G — вектор обратной решётки, что соответствует соизмеримой фазе. В более общем случае $Q = (G/2)(1 + \delta)$, где $|\delta| \ll 1$ и зависит от T , что соответствует несоизмеримой фазе.

Среди чистых металлов, в к-рых наблюдаются С. п. в., наиб. исследован Сг, поверхность Ферми к-рого обладает двумя конгруэнтными участками: дырочным октаэдром, центрированным в точке Н Бриллюэна зоны, и электронным квазиоктаэдром, центрированным в точке Г. Октаэдрич. грани перпендикулярны к направлению [111], и электронный октаэдр меньше дырочного. Значит, часть этих двух листов поверхности Ферми может быть совмещена трансляцией на волновой вектор $Q = (G/2)(1 + \delta)$, где $\delta \approx 0,05$ при $T = 0$ К. При этом суммарные объёмы электронного и дырочного октаэдров примерно равны, и в фазе С. п. в. эти октаэдры исчезают, перекрывая щелью.

Измерения нейтронной дифракции на монокристаллах Сг показали, что магн. упорядочение в нём существенно отличается от обычного антиферромагнетизма (см. Магнитная нейтронография), причём δ имеет слабую температурную зависимость (при $T \sim T_N$ величина $\delta \approx 0,04$). Выше T_N ср. магн. момент на 1 атом Сг порядка $0,1 \mu_B$ (в ферромагн. фазе он составляет $0,46 \mu_B$). Темп-ра Нееля чистого Сг ≈ 312 К; при $T < 120$ К поперечная модуляция периодической магн. структуры сменяется на продольную — происходит т. н. спин-флип переход.

Теория зонного антиферромагнетизма и С. п. в. позволила интерпретировать магн. свойства сплавов Сг. Концентрац. фазовые диаграммы этих сплавов, переход из несоизмеримой структуры в соизмеримую, изменение магн. структуры и свойств под давлением и др. особенности также хорошо описываются моделью экситонного диэлектрика. При этом в сплавах Сг с немагнитными переходными металлами изменение состава сплава влияет на T_N и параметры структуры С. п. в. Напр., для сплавов с Мо и W влияние примесного рассеяния электронов — единств. причина изменения T_N и параметров структуры. Для сплавов с металлами-донорами (Mn, Re, Os, Rh и др.) с ростом их концентрации происходит выравнивание объёмов электронного и дырочного октаэдров, и при нек-рой концентрации примеси происходит переход из модулированной в чисто удвоенную антиферромагн. структуру. Для металлов-акцепторов (V, Ni) с ростом их концентрации δ