

первом порядке по теории возмущений не возникает, если предположить, что в основном состоянии электроны проводимости находятся в неполяризов. состоянии, т. к. имеется равное число электронов со спинами, направленными вдоль и против намагнитченности. Поправка второго порядка имеет вид

$$\delta^2 = \frac{\Gamma^2 \pi^2}{2N^2} \sum_{k, k'} \sum_{n, m} \frac{\theta(|k| - k_F) \theta(k_F - |k'|)}{\mathcal{E}(k') - \mathcal{E}(k)} \times \exp(-i(k' - k)(R_n - R_m)) \langle f | (S_n \cdot S_m) | f \rangle,$$

где N — число ионов, θ — ступенчатая тета-функция Дирака, $\mathcal{E}(k)$ — дисперсия закон электронов проводимости (\mathcal{E} — энергия, k , k' — волновые векторы), k_F — значение волнового вектора на Ферми-поверхности [$\mathcal{E}(k_F) = \mathcal{E}_F$ — Ферми-энергия], $|f\rangle$ — вектор состояния, описывающий основное состояние f -подсистемы. Эта поправка соответствует эфф. гамма-функции гейзенберговского типа (см. Гейзенберга модель):

$$\mathcal{H}_{\text{эфф}} = - \sum_{n, m} I_{n, m}^{\text{РККИ}} (S_n S_m).$$

Число f -электронов и, следовательно, величина спина S_n одинаковы для всех ионов. Зависимость интеграла $I_{n, m}^{\text{РККИ}}$ от расстояния между магн. ионами $R_{nm} = |R_n - R_m|$ определяется законом дисперсии электронов проводимости $\mathcal{E}(k)$ и степенью заполненности проводимости зоны. Строгий расчёт $I_{n, m}^{\text{РККИ}}$ осложнён учётом вклада от электронов, лежащих глубоко под поверхностью Ферми, где их нельзя считать квази-свободными при любом законе дисперсии. Эфф. гамма-функцию можно определить, предположив квадратичный закон дисперсии электронов проводимости

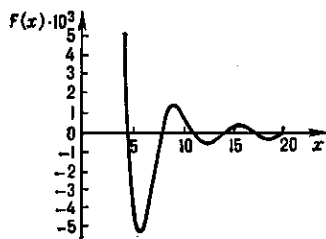
$$\mathcal{E}(k) = \hbar^2 k^2 / 2m^*,$$

где m^* — эффективная масса s -электрона. Тогда

$$I_{n, m}^{\text{РККИ}} = \frac{\Gamma^2 k_F^3}{\mathcal{E}_F} \frac{\hbar^2 V^2}{N^2 (2\pi)^3} F(2k_F, R_{nm}),$$

здесь V — объём тела, $F(x) = (\sin x - x \cos x) / x^4$

(график этой ф-ции изображён на рис.). Ф-ция $F(2k_F R_{nm})$ определяет зависимость обменного интеграла $I_{n, m}^{\text{РККИ}}$ от



расстояния R_{nm} между магн. ионами. В зависимости от величины R_{nm} обмен может быть ферромагнитным ($I_{n, m}^{\text{РККИ}} > 0$), и антиферромагнитным ($I_{n, m}^{\text{РККИ}} < 0$). С ростом расстояния R_{nm} осцилляции затухают и при больших расстояниях

$$I_{n, m}^{\text{РККИ}} \sim R_{nm}^{-3}.$$

В отличие от короткодействующего прямого ОВ, РККИ-о. в. имеет большой радиус. Интеграл $I_{n, m}^{\text{РККИ}}$ сильно зависит от концентрации свободных носителей заряда n_s . Т. к. $k_F = (3\pi^2 n_s)^{1/3}$, $I_{n, m}^{\text{РККИ}} \sim n_s^{4/3}$. Поэтому в диэлектриках, где концентрация свободных носителей заряда очень мала, РККИ-о. в. можно не учитывать.

РККИ-о. в. позволяет объяснить существование разл. магн. структур. Так, если ближайшие магн. соседи расположены на расстояниях, при к-рых $I_{n, m}^{\text{РККИ}} > 0$, то осуществится ферромагн. упорядочение, если $I_{n, m}^{\text{РККИ}} < 0$,

то антиферромагнитное. Более сложные магн. структуры, напр. геликоидальные, можно также объяснить с помощью существования знакопеременного ОВ.

Лит.: 1) Ruderman M. A., Kittel C., Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons, «Phys. Rev.», 1954, v. 96, p. 99; 2) Kasuya T., A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on Zener's model, «Prog. Theor. Phys.», 1956, v. 16, p. 45; 3) Yorida K., Magnetic properties of Cu-Mn alloys, «Phys. Rev.», 1957, v. 106, p. 893; 4) Уайт Р. М., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985. А. В. Ведяев, О. А. Котельникова.

РОДИЙ (Rhodium), Rh, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 45, ат. масса 102,9055, входит в платиновую группу благородных металлов. В природе представлен стабильным ^{103}Rh . Металлич. радиус 0,134 нм, радиус иона Rh^{2+} 0,075 нм, Rh^{4+} 0,065 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2 4p^6 4d^8 5s^1$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 7,46; 18,08; 31,06 эВ. Значение электроотрицательности 1,45.

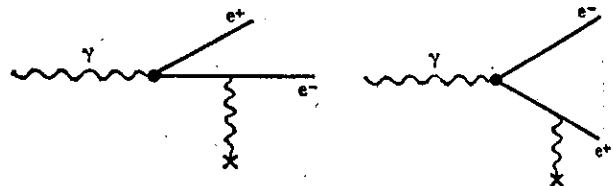
В свободном виде серебристо-белый металл с кубич. гранецентриров. кристаллич. структурой, её постоянная $a = 0,379$ нм. Плотн. 12,41 кг/дм³, $t_{\text{пл}} = 1963$ °С, $t_{\text{кип}} = 3627-3700$ °С. Уд. теплота плавления 20 кДж/моль, испарения 494 кДж/моль, уд. теплоёмкость $c_p = 25,0$ Дж/(моль·К). Темп-ра Дебая 362-480 К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,002 К. Работа выхода электрона 4,75 эВ. Термич. коэф. линейного расширения (8,45-8,5) · 10⁻⁶ К⁻¹ (при 283-313 К). Уд. электрич. сопротивление 0,0394 мкОм·м (при 273 К). Термич. коэф. электр. сопротивления 4,57 · 10⁻³ К⁻¹ (при 273-373 К). Теплопроводность 152 Вт/(м·К) (при 300 К). Тв. по Бриллюэ 540-1360 МПа, модуль упругости 275-315 ГПа, модуль сдвига 150 ГПа. Обладает высокой отражат. способностью в видимой области спектра.

Химически малоактивен, в соединениях проявляет степень окисления +3. Заметно адсорбирует водород.

Р. применяется для покрытия зеркал, в качестве катализатора хим. реакций (в сплавах с др. платиновыми металлами), служит припоем при пайке Mo и W. Сплавы Rh с Pt и Ir — материал для высокотемпературных термопар. Нуклиды ^{103m}Rh (изомерный переход, β^- -распад, $T_{1/2} = 56,1$ мин) и ^{106m}Rh (β^- -распад, $T_{1/2} = 130$ мин) могут использоваться в качестве радиоакт. индикаторов. С. С. Бердососов.

РОЖДЕНИЕ ПАР частица — античастица — один из видов взаимопревращения элементарных частиц, в к-ром в результате эл.-магн. или к.-д. др. взаимодействия одновременно возникает частица и античастица. Возможность Р. п. (как и аннигиляция пар) предсказывалась как следствие релятивистского Дирака уравнения. В 1933 И. и Ф. Жолио-Кюри (I. et F. Joliot-Curie) с помощью камеры Вильсона, помещённой в магн. поле, наблюдали рождение электрон-позитронных пар γ -квантами от радиоакт. источника.

Согласно законам сохранения энергии-импульса, Р. п. одиночным фотоном невозможно. Процессы Р. п. фотоном в кулоновском поле (на рис. помечено крестиком) ядра и атомных электронов при энергии фотона



\mathcal{E}_γ , превышающей удвоенную энергию покоя электрона, и при \mathcal{E}_γ большей 10-30 МэВ (в зависимости от вещества), являются гл. механизмом потери энергии γ -квантов при их прохождении через вещество (см. Гамма-излучение). Возможен также процесс Р. п. виртуальным фотоном γ^* (см. Виртуальные частицы), образовав-