

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ 0,7 эв ПЕРЕХОДА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОМАГНИТНОГО НИКЕЛЯ

Г.С.Кринчик, В.С.Гущин, Е.А.Ганьшина

Предложенная недавно [1,2] для объяснения магнитооптических свойств ферромагнитного никеля модель электронной структуры с обратным порядком уровней L'_2 (s - p -зона) и L_{32} (d -зона) нашла качественное подтверждение в работах [3-6], а также в прямых зонных расчетах [7,8]. Однако количественные параметры зонной структуры никеля пока надежно не определены, главным образом, из-за отсутствия достаточно полной экспериментальной информации о собственных частотах межзонных переходов.

Нами были проведены измерения экваториального эффекта Керра $\delta(\omega)$ [9] для Ni до $T = 80^\circ\text{K}$ в области 0,5–1,5 эв, где расположены аномалия 1,3–1,4 эв, соответствующая переходу $W_1 \uparrow \rightarrow W_1 \downarrow$ [8–10] и слабая аномалия 0,7–0,8 эв, обнаруженная магнитооптическим методом [9]. Регистрация эффекта проводилась динамическим методом с использованием селективного усилителя и фазового детектора [9]. Полученные экспериментальные кривые $\delta(\omega)$ для двух углов падения света приведены на рис.1. На кривых $\delta_{T=80^\circ\text{K}}$ отчетливо видны указанные выше аномалии, которые почти не проявляются при комнатной температуре. Наиболее интересна аномалия в области 0,7–0,9 эв, которая, как и другие низкоэнергетические аномалии, по-видимому, обусловлена межзонными переходами в окрестности L -точки. В этой области при $T = 80^\circ\text{K}$, а также при промежуточных температурах 110, 160, 220°K на кривых $\delta(\omega)$ наблюдаются два максимума (или излома) при $0,72 \pm 0,02$ эв и при $0,9 \pm 0,03$ эв. Интервал между указанными компонентами аномалии по порядку величины соответствует спин-орбитальному

расщеплению $3d$ -функций никеля. Используя это обстоятельство, попытаемся уточнить зонную структуру Ni в окрестности L -точки.

В модели с обратным порядком уровней [2] спин-орбитально расщепленными в данной области частот могут быть только два края межзонных переходов в подзоне левых спинов $A_1 \uparrow \rightarrow E_F$ и $L_2' \uparrow \rightarrow L_{32} \uparrow$, поскольку в этой подзоне свободна часть двукратно вырожденной зоны A_3 , идущей в продольном (H) направлении $L \rightarrow \Gamma$. На рис.2 эти два края обозначены буквами А и В, индексами α и β помечены спин-орби.

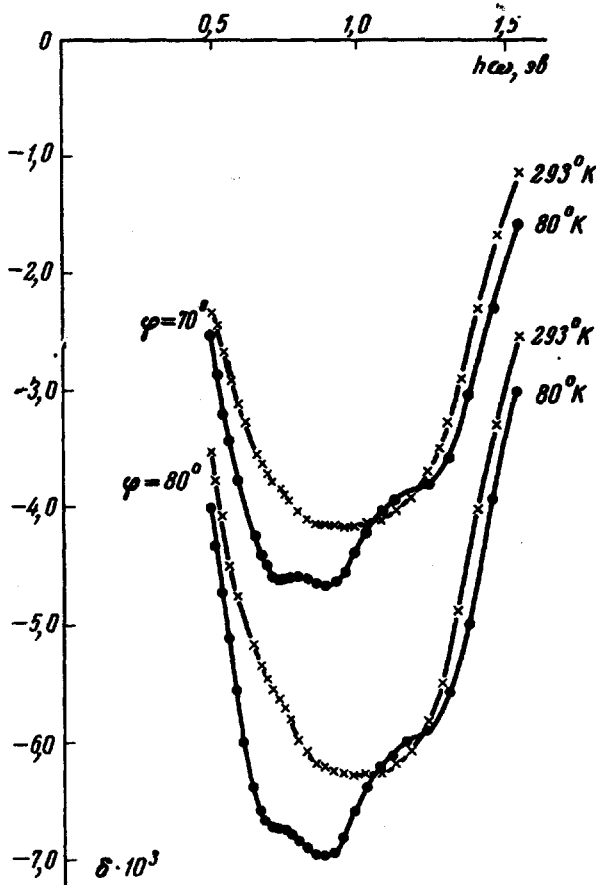


Рис. 1

тальные компоненты уровня L_{32} [11], стрелками \uparrow и \uparrow — подзоны левых и правых спинов. При этом переход В должен расщепиться только на величину порядка $0,06 \text{ эв}$, соответствующую атомному параметру спин-орбитального расщепления Ni [4, 11], а интервал $A_2 - A_1$ может быть увеличен в $m_H(L_{32} \uparrow) / m_H(L_2' \uparrow)$ раз (см. рис.2). Кроме того, отождествление аномалии $0,7 \text{ эв}$ с переходом В приводит к сдвигу ну-

левой точки ϵ'_2 в область $1,0 \text{ эв}$, что противоречит эксперименту [9]. Рассмотрим поэтому вариант, когда с двумя компонентами $0,72$ и $0,9 \text{ эв}$ отождествляются переходы A_1 и A_2 . Край собственного поглощения в модели [2] определяется интервалом $E_F - E(L_{32}^\dagger)$, который при заданном диаметре шейки ферми-поверхности [4] лежит в пределах $0,11-0,35 \text{ эв}$ с точностью до неизвестного параметра многочастотного увеличения эффективной массы β . В [2] было выбрано значение $E_F - E(L_{32}^\dagger) = 0,2 \text{ эв}$ примерно соответствующее значению β для меди и палладия [12]. Выбрав практически ту же величину

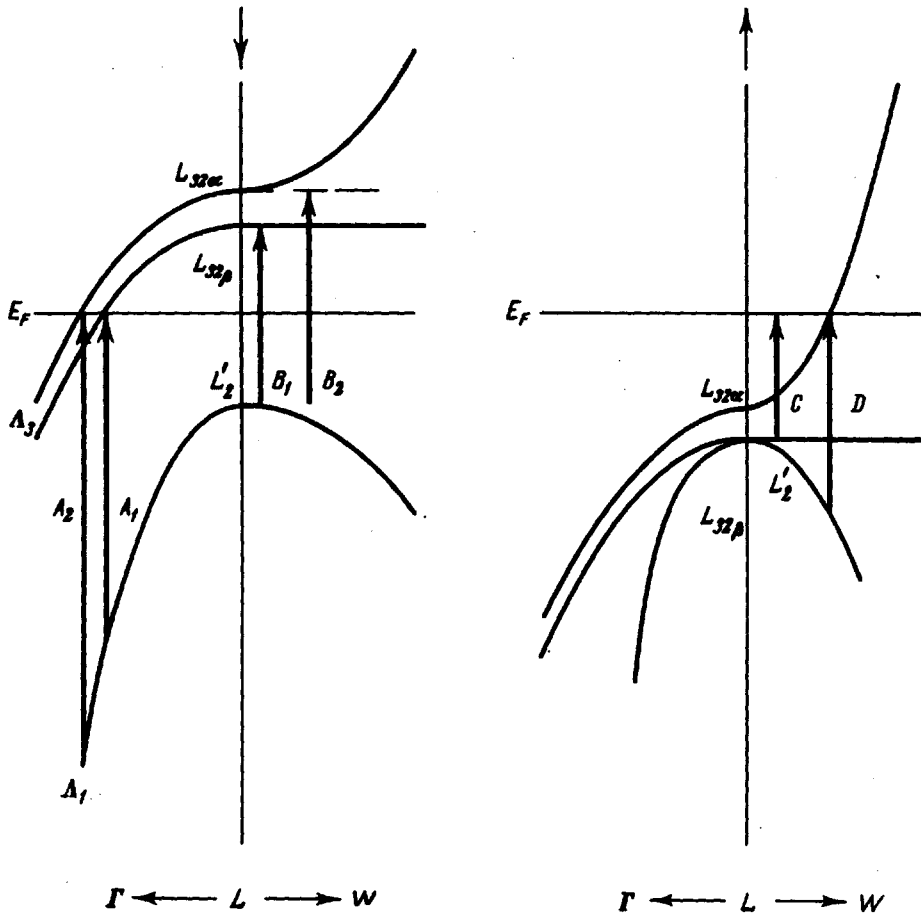


Рис. 2

$E_F - E(L_{32a}^\dagger) = 0,19 \text{ эв}$ ($m_\perp(L_{32a}^\dagger) = 0,15 m_0$) имеем с учетом спин-орбитального расщепления для края собственного поглощения $\hbar\omega_c$ значение $0,25 \text{ эв}$ точно соответствующее длинноволновому резонансу, обнаруженному методом термоотражения – температурной модуляции отраженного от образца света [3]. Переходу D должен соответствовать аналогичный резонанс в более коротковолновой области (см. рис.2),

поэтому мы отождествим его с положительным пиком термоотражения 0,4 эв [3]. Согласно расчету [5] отношение $m_{\perp}(L_{32\alpha}^{\uparrow})/m_{\perp}(L_2^{\uparrow}) \approx 0,8$, найденное отсюда значение $m_{\perp}(L_2^{\uparrow}) = 0,19 m_0$ при учете условия $\hbar\omega_D = 0,4$ эв приводит к случайному совмещению точек L_2^{\uparrow} и $L_{32\beta}^{\uparrow}$. В [2] для объяснения смены знака ϵ_2' при $\hbar\omega \approx 0,5$ эв предполагалось, что подключение переходов в $3d^{\downarrow}$ - подзоне (переход В) происходит в области 0,4 эв. С учетом спин-орбитального расщепления (см. рис.2) можно отождествить переходы B_1 и B_2 с двумя отрицательными максимумами термоотражения 0,36 и 0,42 эв [3]. Эффективные массы $m_{\parallel}(L_{32})$ определим из условия $m_{\parallel}(L_{32\alpha}^{\downarrow}) \approx m_{\parallel}(L_{32\beta}^{\downarrow}) \approx m_{\parallel}(L_{32\beta}^{\uparrow}) \approx m_{\parallel}(L_{32\alpha}^{\uparrow})$ и экспериментального значения $m_{\parallel}(L_{32\alpha}^{\uparrow})/m_{\perp}(L_{32\alpha}^{\uparrow}) = 2,5$ [4]. Зная $m_{\parallel}(L_{32}^{\downarrow})$ и учитывая, что $\hbar\omega_{B_1} = 0,36$ эв,

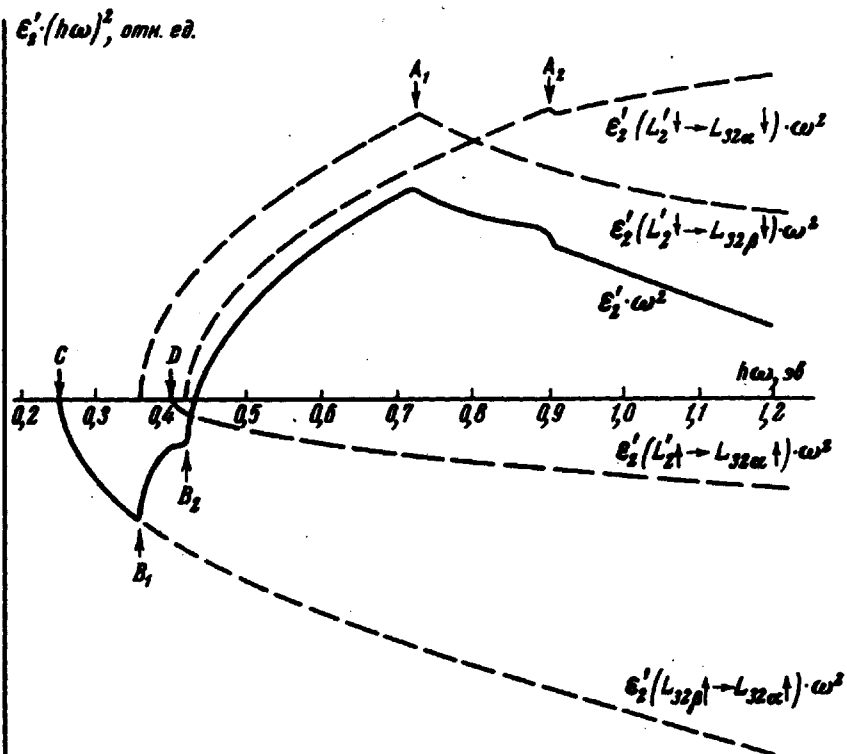


Рис. 3

$\hbar\omega_{A_1} = 0,72$ эв, $\hbar\omega_{A_2} = 0,9$ эв, находим: $m_{\parallel}(L_2^{\downarrow}) = 0,13 m_0$, $E(L_{32\beta}^{\downarrow}) - E_F = 0,18$ эв и $E_F - E(L_2^{\downarrow}) = 0,18$ эв.

Таким образом $E(L_{32}^{\downarrow}) - E(L_{32}^{\uparrow}) = 0,43$ эв, а $E(L_2^{\downarrow}) - E(L_2^{\uparrow}) = 0,07$ эв, что качественно согласуется с работами [5,7], в которых обосновывается предположение, что обменное расщепление s - p -зоны никеля значительно меньше обменного расщепления d -зоны. Наконец,

поперечные массы $m_{\perp}(L_{32}\uparrow)$ и $m_{\perp}(L_2'\uparrow)$ должны из-за увеличения интервала $E(L_{32}) - E(L_2')$ возрасти по сравнению с соответствующими массами из $3d\uparrow$ -подзоны. На рис.3 приведена в произвольном масштабе кривая ϵ_2' , рассчитанная по схеме [2,11], причем для определенности предполагалось, что $m_{\perp}(L_{32a}\uparrow) = 3m_{\perp}(L_{32a}\uparrow)$ и $m_{\perp}(L_2'\uparrow) = 3m_{\perp}(L_2'\uparrow)$. Полученная кривая учитывает только переходы в окрестности L -точки, т.е. она согласуется с экспериментом [9], если считать, что в длинноволновой области начинает возрастать вклад свободных носителей, а в коротковолновой подключаются переходы другого типа, например, в окрестности W -точки.

Таким образом в рассмотренной модели удастся все надежно обнаруженные экспериментально низкоэнергетические аномалии связать с определенными краями межзонных переходов и благодаря этому определить количественно зонную структуру ферромагнитного никеля в окрестности L -точки. Некоторым подтверждением предложенной идентификации может служить тот факт, что из всех рассмотренных краев только для A производная межзонной плотности по частоте не обращается в бесконечность и соответственно только аномалия $0,7 \text{ эВ}$ не была обнаружена методом термоотражения [3].

Следует отметить, что предложенная идентификация более надежна для подзоны левых спинов, в \uparrow - подзоне в принципе можно сохранить и прямой порядок уровней, что вместе с тем позволяет легко объяснить отрицательную поляризацию s - p -электронов.

Мы благодарим профессора Филлипса и д-ра Хануса за препринты статей [5,8].

Физический факультет
Московского
государственного университета
им.М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию
17 апреля 1968 г.
После переработки
23 мая 1968 г.

Литература

- [1] G.S.Krinchik, Optic. prop. and electr. struct. of metals and alloys, Amsterdam 1966, p.484.
- [2] G.S.Krinchik, Е.А.Ganshina, Phys. Lett., 23, 294, 1966.
- [3] J.Hanus, J.Feinleib, W.J.Scouler, Phys. Rev. Lett., 19, 116, 1967.
- [4] L.Hodges, D.R.Stone, A.V.Gold, Phys. Rev. Lett., 19, 655, 1967;
R.W.Stark, D.C.Tsui, Proc. Boston Congress on Magnetism., 1968.

- [5] J.C.Phillips. Proc. Boston Congress on Magnetism, 1968; E.I.Zornberg, J.C.Phillips. Preprint.
- [6] S.H.Liu. Phys. Rev., 163, 472, 1967.
- [7] W.D.Connolly. Phys. Rev., 159, 415, 1967.
- [8] J.Hanus, J.Feinleib, W.J.Scouler. Proc. Boston Congress on Magnetism, 1968.
- [9] Г.С.Кринчик, Г.М.Нурмухамедов. ЖЭТФ, 48, 34, 1964; Г.С.Кринчик, В.А.Артемьев. ЖЭТФ, 53, 1901, 1967.
- [10] H.Ehrenreich, H.R.Phillipp, D.J.Olechna. Phys. Rev., 131, 2469, 1963
- [11] B.R.Cooper. Phys. Rev., 139A, 1504, 1965.
- [12] J.B.Ketterson, L.R.Windmiller. Phys. Rev. Lett., 20, 321, 1968.