эффект, по-видимому, проявляется на стенках блоховского типа, что приводит к наблюдаемым автоколебаниям ПС.

Автор выражает благодарность Ю. М. Федорову за предложения и замечания при выполнении работы.

Список литературы

[1] Haisma J., Stasy W. T. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 7. P. 3367—3369.
[2] Lacklisson D. E., Chadwick J., Page J. L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. V. 5. N 4. P. 810—821.
[3] Федоров Ю. М., Лексиков А. А., Аксенов А. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. N 3. С. 134—136.
[4] Федоров Ю. М., Садреев А. Ф., Лексиков А. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 6 (12). С. 2247—2256.
[5] Seavey M. H. // Sol. St. Comm. 1973. V. 12. N 1. P. 49—52.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
1 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
12 июня 1989 г.

УДК 537.611.43 : 621.318.14

© Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

НЕОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ ИНВЕРСИОННЫХ ЦЕНТРОВ

И. Н. Нурутдинова, Е. И. Неймарк, А. Б. Ройцин

В данной работе получены точные аналитические выражения для формы резонансных линий локальных центров (ЛЦ), обладающих центром инверсии. В качестве механизма уширения рассмотрены электрические поля (e) хаотически распределенных в кристалле диполей. Их функция распределения, согласно [1], имеет вид

$$\rho(\mathbf{e}) = a\pi^{-2}(e^2 + a^2)^{-2}, \quad e^2 = \sum_{i=1}^{3} e_i^2,$$

где e_i — компоненты поля $\mathbf{e}$, a — параметр, зависящий от концентрации диполей, их характеристик и свойств кристалла. Первые неисчезающие поправки к частоте перехода можно представить в виде $\Delta\omega = \sum_{i=1}^{3} k_i e_i^2$, где k_i — параметры, зависящие от ориентации внешних полей и констант гамильтониана. Пусть ширина индивидуальной линии ЛЦ значительно меньше ширины результирующей (неоднородно уширенной) линии. В этом случае исходное выражение для формы последней примет вид [2]

$$\mathcal{J}(\omega) = \int \delta(\omega - \Delta\omega)\,\rho(e_i) \prod_i de_i. \tag{1}$$

Результат интегрирования (1) при произвольных k_j зависит от их знаков и взаимных соотношений. Однако все возможные случаи могут быть сведены к двум, приводящим к различным выражениям для $\mathcal{J}(\omega)$: 1) все $k_j > 0$, 2) $k_1, k_2 > 0$, $k_3 < 0$. Принципиально не сложное, но громоздкое интегрирование дает в случае 1:

$$\text{а)}\ \omega > 0;\quad \mathcal{J}(\omega) = \frac{a}{\pi b_3\sqrt{b_2}}\left\{\frac{1}{\sqrt{b_2}}Q + \frac{k_3}{\sqrt{k_{13}}}F(\tau, q) + \frac{\omega\sqrt{k_{13}}}{b_1}E(\tau, q)\right\},$$

$b_i=\omega+\alpha^2k_i$; $k_{ij}=k_i-k_j$; $\tau=\operatorname{arc\,tg}\sqrt{\omega k_{13}/k_3b_1}$, $q=\sqrt{k_{12}b_3/k_{13}b_2}$, $Q=$ $=\sqrt{\omega k_2k_3/k_1}$; F, E — эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода; для определенности, но без ограничения общности положено $k_1>k_2>k_3$,

$$\text{б)}\quad \omega<0,\quad \mathcal{J}(\omega)=0,$$

в случае 2:

$$\text{а)}\quad \omega>0,\quad \omega<\alpha^2|k_3|,\quad \mathcal{J}(\omega)=\frac{\alpha}{\pi b_3\sqrt{b_1}}\left\{\frac{\omega\sqrt{k_{23}}}{b_2}E\left(\frac{\pi}{2},\,t\right)-\frac{k_3}{\sqrt{k_{23}}}F\left(\frac{\pi}{2},\,t\right)\right\},$$

$$\omega>\alpha^2|k_3|,\quad \mathcal{J}(\omega)=\frac{\alpha}{\pi b_3\sqrt{b_2}}\left\{\frac{\omega\sqrt{k_{13}}}{b_1}E\left(\frac{\pi}{2},\,t\right)-\frac{k_3}{\sqrt{k_{13}}}F\left(\frac{\pi}{2},\,t\right)\right\},$$

$$t=\sqrt{\frac{k_{12}|b_3|}{b_2k_{13}}},$$

$$\text{б)}\quad \omega<0,\quad |\omega|<\alpha^2k_2,\quad \mathcal{J}(\omega)=\frac{\alpha}{\pi b_3}\left\{\frac{1}{b_2}Q-\frac{1}{\sqrt{b_1}}\left[\frac{k_3}{\sqrt{k_{23}}}F(\nu,\,n)+\frac{\omega\sqrt{k_{23}}}{b_1}E(\nu,\,n)\right]\right\},$$

$$\alpha^2k_2<|\omega|<\alpha^2k_1,\quad \mathcal{J}(\omega)=\frac{\alpha}{\pi\sqrt{-b_3}}\left\{\frac{1}{\sqrt{b_1}}\left[\frac{k_1}{\sqrt{k_{12}}}F(\mu,\,l)+\frac{\omega\sqrt{k_{12}}}{b_2}E(\mu,\,l)\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{b_2\sqrt{-b_3}}Q\right\},$$

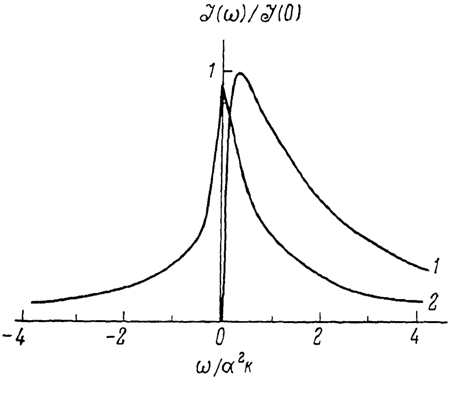
$$|\omega|>\alpha^2k_1,\quad \mathcal{J}(\omega)=\frac{\alpha}{\pi b_1\sqrt{-b_2}}\left\{\frac{k_1}{\sqrt{k_{13}}}F(\varepsilon,\,m)+\frac{\sqrt{k_{13}}\,\omega}{b_3}E(\varepsilon,\,m)\right\},$$

$$\nu=\arcsin\sqrt{-b_1k_3/b_3k_1},\quad n=\sqrt{-k_{12}b_3/k_{23}\omega},\quad \mu=\arcsin\sqrt{k_{12}k_3/k_{23}k_1},$$

$$l=1/n,\quad \varepsilon=\arcsin\sqrt{-k_3b_2/k_{23}\omega},\quad m=\sqrt{k_{23}b_1/k_{13}b_2},$$

для определенности выбрали $k_1>k_2$.

При некоторых соотношениях между параметрами k_j эллиптические интегралы сводятся к элементарным функциям, и выражения для $\mathcal{J}(\omega)$ упрощаются. Для иллюстрации, имея в виду сопоставление с другим теоретическим подходом, на рисунке приведены графики функций для двух соотношений между параметрами.



Форма линии инверсионных ЛЦ, обусловленная электрическими полями диполей, при соотношении параметров $k_1=k_2=k_3>0$ (*1*) и $k_1=k_2=k>0$, $k_3=2|k|$ (*2*).

Полученные результаты мы сопоставили с соответствующими расчетами [3], где авторы применили для интерпретации экспериментальных данных статистическую теорию 2-го порядка [4]. В теории [4] содержатся те же исходные приближения, что и использованные нами, но, кроме того, в целях применения стандартного формализма статистической теории в ней сделаны дополнительные приближения, приводящие к неконтролируемым погрешностям, а в ряде случаев — к расходящимся интегралам. Сопоставление показало, что значения ширины линии в [3] завышены приблизительно на 25 % по сравнению с полученным нами точным результатом. Еще более сильное различие в степени асимметрии (параметр асимметрии η равен 0.29 в [3] по сравнению с $\eta=0.44$ по данным настоящей работы). Такие существенные различия вызваны необходимостью обрезания функций $\mathcal{J}(\omega)$ вследствие появления расходимостей при расчетах по теории [4]. Подчеркнем, что при использовании полученных нами выражений не возникает необходимости обрезания $\mathcal{J}(\omega)$, так как в $\mathcal{J}(\omega)$ не содержатся выражения, стремящиеся к бесконечности ни при каких ω.

Из изложенного видно, что использование существующей статистической теории 2-го порядка [4] может привести к значительным погрешностям при определении параметров дефектов из экспериментальных форм и ширин линий. Вывод формул, аналогичных полученным выше для других дефектов, не представляет принципиальных трудностей. Так, нами были получены подобные формулы и для точечных заряженных дефектов. В силу более сложного закона распределения их электрического поля формулы оказались более громоздкими, чем в случае дипольных дефектов, но их применение не встретило трудностей.

Список литературы

[1] Klein M. W., Held C., Zuroff A. J. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. P. 3576—3589.
[2] Ройцин А. Б., Кравцова И. Н. // Тр. Междунар. школы по магнитному резонансу. Новосибирск, 1987. С. 164.
[3] Вугмейстер Б. Е., Быков И. П., Кондакова И. В., Лагута В. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 2449—2454.
[4] Stoneham A. M. // Rev. Mod. Phys. 1969. V. 41. N 1. P. 82—108.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
12 июня 1989 г.

УДК 538.222 : 546.654

Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ R_xNi_{1-x} (R=La, Nd) ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. Э. Вафин, В. В. Сингер, И. З. Радовский, П. В. Гельд, А. Н. Цмокалюк

Исследование электронного и магнитного строения соединений 4*f*—3*d*-элементов — одна из важных задач физики твердого тела. Особый интерес представляют интерметаллиды R_xNi_{1-x}, отличающиеся слабыми обменными взаимодействиями между атомами подрешеток, что облегчает разделение вкладов компонентов в их магнитную восприимчивость. Однако сведения о магнитной восприимчивости этих соединений при высоких температурах отсутствуют.

В настоящей работе были изучены температурные зависимости магнитной восприимчивости (χ) интерметаллидов RNi_5, R_2Ni_7, RNi_3, RNi_2, RNi и R_3Ni (R=La, Nd) в интервале температур от 300 до температур, на 50 K превышающих температуры их плавления. Исследованные соединения готовились сплавлением навесок чистых компонентов в вакуумной дуговой печи на водоохлаждаемом медном поду. Полученные слитки отжигались в вакууме в течение 50—70 ч при температурах на 50—100° ниже температур их плавления и медленно охлаждались с печью. Однофазность приготовленных образцов контролировалась рентгенографическим и металлографическим методами.

Исследования температурных зависимостей χ препаратов проводились методом Фарадея в атмосфере очищенного гелия (с применением контейнеров из Y_2O_3). При этом использовались автоматизированные маятниковые весы с непрерывной регистрацией сигнала [1].

В изученных условиях температурные зависимости магнитной восприимчивости соединений Nd_xNi_{1-x} (рис. 1) и La_xNi_{1-x}, за исключением интерметаллидов LaNi и La_3Ni, которые являются паулиевскими парамагнети-