

Таким образом, взаимное увлечение подсистем квазичастиц с различными температурами может приводить к нарушению соотношений Онсагера. Общее решение указанной проблемы требует дальнейших исследований.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
- [2] Onsager L. Phys. Rev., 1930, vol. 37, N 4, p. 405—426.
- [3] Onsager L. Phys. Rev., 1931, vol. 38, N 12, p. 2265—2279.
- [4] Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
- [5] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М.: Наука, 1984, 288 с.
- [6] Sondheimer E. H. Proc. Roy. Soc., 1956, vol. 234, N 11, p. 391—398.
- [7] Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. ФТП, 1981, т. 15, № 4, с. 659—666.
- [8] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. ФТП, 1986, т. 20, № 3, с. 572—574; № 11, с. 2130.
- [9] Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974. 304 с.
- [10] Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. ФТТ, 1984, т. 26, № 1, с. 120—125.
- [11] Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. Изв. вузов, Физика, 1984, т. 27, № 2, с. 32—36.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
8 декабря 1987 г.

УДК 548.4 : 537.311.33+548.736.534—16

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

ИЗМЕНЕНИЕ ФОНОННОГО СПЕКТРА КРИСТАЛЛА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ И ПЕРЕЗАРЯДКЕ Fe^{3+} В GaAs

Е. С. Демидов

В сообщении [1] сверхбольшие кратности вырождения возбужденных состояний примесных ионов Fe^{3+} в GaAs и GaP объяснялись на основе модели, в которой предполагается, что при переходе дефекта в электронное возбужденное состояние вследствие изменения силовых постоянных в окрестности дефекта происходит низкочастотное резонансное изменение в спектре колебаний решетки. В настоящей заметке, предполагая, что такое же изменение в спектре фононов происходит и при перезарядке дефекта, объясняется многократное отличие от единицы фактора вырождения $\beta \approx 10^{-2}$ акцепторного уровня железа $E_v + 0.5$ эВ в GaAs, которое следует из экспериментальных данных Хейсти [2] с применением чисто электронной статистики, но не объяснимо вырождением состояний небольшого числа локализованных на дефекте электронов. Автор [2] считает, что дело в термосмещении со скоростью $4.5 \cdot 10^{-4}$ эВ/град уровня железа к валентной зоне GaAs. Однако это не подтверждается данными по катодолюминесценции [3], где пик свечения около 0.5 эВ не смещается от 30 до 300 К.

С такими же предположениями, как и в [1], с использованием функции распределения Гиббса запишем долю N_{dr} от общего числа N_d дефектов с r локализованных электронов

$$N_{dr} = N_d \left[\sum_{lj} g_{s_{jl}} Z_{s_{jl}} \exp\left(\frac{lF - E_{jl}}{kT}\right) \right]^{-1} \sum_i g_{s_{ir}} Z_{s_{ir}} \exp\left(\frac{rF - E_{ir}}{kT}\right), \quad (1)$$

где $i=0, 1, 2, \dots$ нумерует основное ($i=0$) и возбужденные состояния дефекта с r электронами, энергией E_{ir} , электронной кратностью вырождения $g_{s_{ir}}$, колебательной статсуммой $Z_{s_{ir}}$, приходящейся на этот дефект

его окрестности кристалла, F — уровень Ферми. Из (1) и $N_{dr} = \sum_i N_{dir}$ получаем долю дефектов в состоянии ir

$$N_{dir} = N_{dr} \left[\sum_j \frac{g_{ajr} Z_{ajr}}{g_{air} Z_{air}} \exp\left(\frac{E_{ir} - E_{jr}}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (2)$$

При достаточно низких температурах и уровне Ферми вблизи донорного уровня $E_{0r;0,r-1} = E_{0r} - E_{0,r-1}$ в квадратных скобках (1) можно пренебречь всеми слагаемыми, кроме тех, у которых $l=r$ или $r-1$, и из (1) получаем

$$N_{dr} = N_d \left[1 + \beta_{r,r-1} \exp\left(\frac{E_{0r;0,r-1} - F}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где эффективный фактор вырождения

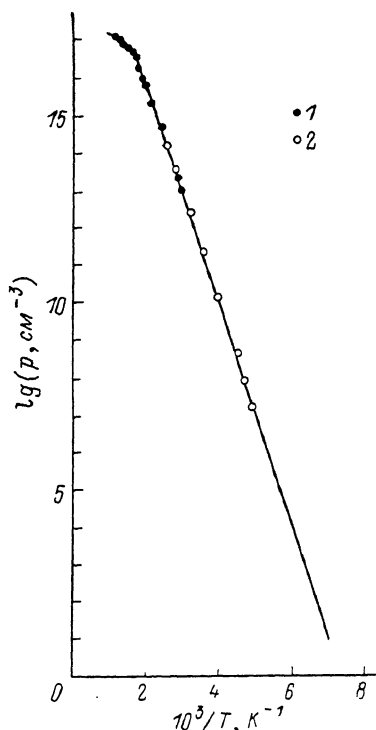
$$\left. \begin{aligned} \beta_{r,r-1} &= Z_{r-1}/Z_r, \\ Z_r &= \sum_i g_{air} Z_{air} \exp(-E_{ir}/kT), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) имеют тот же вид в случае акцепторного уровня, если под r иметь в виду число дырок и изменить знак энергетической шкалы. Для Fe^{3+} в GaAs будем считать, что низкочастотный резонансный пик в спектре фононов появляется не только при возбуждении, как в [1] — переходе $\text{Fe}^{3+}(3d^5s^0) \rightarrow \text{Fe}^{3+}(3d^4s^1)$ (в обозначениях [4]), но и акцепторной перезарядке $\text{Fe}^{3+}(3d^5s^0) \rightarrow \text{Fe}^{2+}(3d^4s^0)$. С учетом основного и возбужденного состояний Fe^{3+} и только основного Fe^{2+} в (3) и (4) запишем концентрацию нейтральных центров железа

$$N_{\text{Fe}^{3+}}^0 = N_{\text{Fe}} \left[1 + \beta_{54} \exp\left(\frac{E_{05,04} - F}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

$$\beta_{54} = \frac{g_{504}}{g_{505}} \left(\frac{kT}{\hbar\omega_{pn}}\right)^3 \left[1 + \frac{g_{515}}{g_{505}} \left(\frac{kT}{\hbar\omega_{pb}}\right)^3 \times \exp\left(\frac{E_{05} - E_{15}}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (6)$$

В (6) учтено, что $g_{ajlir} = Z_{ajl}/Z_{ajr}$ в (2), (4) в гармоническом приближе-



Температурная зависимость концентрации дырок в арсениде галлия с примесью железа.

Сплошная кривая рассчитана из уравнений (10)–(12) в тексте при $N_{\text{Fe}} = 2.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 8.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Точки — экспериментальные данные измерений эффекта Холла Хейсти и Кронина: 1 — [2], 2 — [5].

нии имеют вид (5) в [1], которые с соответствующим, как и в [1], предполагаемым δ -образным изменением спектра фононов $\Delta G_{jdir}(\omega) = \delta [(\omega^2 - \omega_{jdir}^2)/\omega_0^2]$, затрагивающим три моды колебаний дефекта, дают, как и при выводе (7) в [1], множители $(kT/\hbar\omega_{jdir})^3$ с ω_{jdir} , равной ω_{pb} при возбуждении и ω_{pn} — при перезарядке. На рисунке приведена зависимость концентрации p дырок из измерений [2, 5] и расчетная с учетом (5), (6) из уравнения электронейтральности $p = N_{\text{Fe}} - N_{\text{Fe}}^0 - N_D$, где N_D — концентрация донорного фона и N_{Fe} взяты из [2]. Величины $\epsilon_{01} = E_{05} - E_{15} = 0.043 \text{ эВ}$ и $\omega_{pb} = 1.55 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ рассчитаны по формулам (5)–(7) в [1] к экспериментальной зависимости ЭПР для образца № 3 в [1], который

по удельному сопротивлению и содержанию железа наиболее близок к исследованным в [2, 5]. Величины $g_{05}=6$, $g_{15}=12$ и $g_{04}=10$, согласно модели [4], где переход из основного в возбужденное состояние Fe^{3+} и перезарядка до Fe^{2+} соответствуют изменению термов ${}^6A (t^3e^2s^0) \rightarrow {}^6E (t^3e^1s^1) \rightarrow {}^5E (t^3e^1s^0)$.

Расчетная зависимость $p(T)$ хорошо согласуется с экспериментальной на рисунке при $E_{04}-E_{05}=E_n+0.56$ эВ и $\omega_{ph}=4 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$. Последний результат свидетельствует, что при переходе в зарядовое состояние Fe^{2+} происходит еще большее, чем в возбужденном состоянии Fe^{3+} , ослабление силовых постоянных в окрестности дефекта и сдвиг резонансного пика до частоты порядка 0.1 частоты Дебая GaAs.

Л и т е р а т у р а

- [1] Демидов Е. С. ФТТ, 1985, т. 27, № 6, с. 1896—1898.
 [2] Haisty R. W. Appl. Phys. Lett., 1965, vol. 7, N 8, p. 208—210.
 [3] Курбатов Л. Н., Мочалкин Н. Н., Бритов А. Д., Омеляновский Э. М., Соловьев Н. Н. ФТП, 1969, т. 3, № 4, с. 620—621.
 [4] Демидов Е. С. ФТТ, 1977, т. 19, № 1, с. 175—180.
 [5] Haisty R. W., Cronin G. R. Proc. 7th Conf. of Phys. Semicond., Paris, 1964, p. 1164.

Горьковский государственный
 университет им. Н. И. Лобачевского
 ГИФТИ
 Горький

Поступило в Редакцию
 16 декабря 1987 г.

УДК 538.22

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

СОЛИТОНЫ В ДИСКРЕТНОЙ СПИНОВОЙ ЦЕПОЧКЕ

А. Н. Гончарук

В настоящее время интенсивно исследуются нелинейные возбуждения в магнетиках [1]. В подавляющем большинстве теоретических работ на эту тему исходные решеточные модели с самого начала подменяются более простыми континуальными. В немногочисленных публикациях, учитывающих дискретность магнетика, рассматривались лишь стационарные решения в отсутствие одноионной анизотропии [2—6]. Вопрос о существовании и свойствах нестационарных нелинейных возбуждений остается открытым.

В данной работе доказано существование слабонелинейных динамических двухпараметрических солитонов (просто солитонов всюду ниже) в дискретной модели одномерного одноосного магнетика с ферромагнитным (ФМ) упорядочением при наличии как межионной (МА), так и одноионной (ОА) анизотропии. Выписано в явном виде и проанализировано соответствующее решение. Показано, в частности, что совместный учет дискретности и ОА приводит к возможности существования нового (по сравнению с континуальным случаем) типа солитонов.

Гамильтониан цепочки спинов $S_n (S_n^2=S^2)$ брался в виде

$$\mathcal{H} = -J^x \sum_n (S_n^x S_{n+1}^x + S_n^y S_{n+1}^y) - J^z \sum_n S_n^z S_{n+1}^z - A \sum_n (S_n^z)^2 - H \sum_n S_n^z \quad (1)$$

Внешнее магнитное поле (пропорциональное H) предполагается столь большим, сколь это необходимо для обеспечения ФМ, т. е. $S_n = (0, 0, S)$, основного состояния. Следующие из (1) уравнения движения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} i\dot{S}_n^+ &= S_n^+ [H + 2AS_n^z + J^x (S_{n+1}^z + S_{n-1}^z)] - J^x (S_{n+1}^+ + S_{n-1}^+) S_n^z, \\ |S_n^+|^2 + (S_n^z)^2 &= S^2. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$