

мые спектры кластеризованным в пары центрами меди первого типа. Из температурной зависимости относительных интенсивностей линий спектров ЭПР следует, что константа изотропного обменного взаимодействия $J \approx 7.5 \text{ см}^{-1}$. Высокая концентрация центров Б, сравнимая с концентрацией центров А, может быть объяснена взаимодействием электрических дипольных моментов локально раскомпенсированных пространственных зарядов, входящих в пару центров А. Минимум энергии этого взаимодействия соответствует такой взаимной ориентации центров А, при которой оба примесных иона, составляющих пару, оказываются смещенными из позиций замещенных ими катионов решетки в одну и ту же сторону вдоль оси связи пары. Оценка расстояния между ионами меди (в предположении о магнитной диполь-дипольной природе константы анизотропного обменного взаимодействия D) дает величину $\sim 5 \text{ \AA}$, что несколько меньше постоянной решетки кристалла (6.20 \AA). Однако если в анизотропном обмене учесть и другие (кроме магнитного диполь-дипольного) вклады, то расчет межионного расстояния может дать величину, совпадающую с постоянной решетки. Анализ перечисленных фактов приводит к модели ПЦ (Б) (рис. 2).

Список литературы

- [1] Заринов М. М., Уланов В. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1547—1549.
 [2] Bill H. // Phys. Lett. A. 1973. V. 44. N 2. P. 101—103.
 [3] Bill H., Millert C., Lacroix R. // Proc. 17th Cong. AMPERE. North Holland Publ. Co., 1973. P. 323—325.

Казанский физико-технический
 институт КФ АН СССР
 Казань

Поступило в Редакцию
 24 октября 1988 г.

УДК 538.935

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

СОЛИТОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ ОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМ

Б. А. Маломед

Нелинейная проводимость одномерных металлов объясняется действием соизмеримости и заряженных примесей на волну зарядовой плотности (ВЗП). Эволюция фазовой расстройки соизмеримой ВЗП описывается уравнением [1]

$$\Phi_{tt} + \alpha \Phi_t - \Phi_{xx} + \sin \Phi + f = \varepsilon_0 \sum_n \delta(x - x_n) \cos(\Phi/M + 2k_F x_n), \quad (1)$$

где M — индекс соизмеримости, $M\Phi$ — фазовая расстройка, α — диссипативная константа, f — электрическое поле, ε_0 — константа связи ВЗП с примесями, x_n — координаты примесей. В реальной системе среднее расстояние l между примесями мало по сравнению с размером солитона [1]. Поэтому естественно заменить уравнение (1) на

$$\Phi_{tt} + \alpha \Phi_t - \Phi_{xx} + \sin \Phi + f = \zeta_1(x) \sin(\Phi/M) + \zeta_2(x) \cos(\Phi/M), \quad (2)$$

где $\zeta_{1,2}(x)$ — гауссовы случайные функции, определенные корреляторами

$$\begin{aligned} \langle \zeta_{1,2}(x) \rangle &= \langle \zeta_1(x) \zeta_2(x') \rangle = 0, \quad \langle \zeta_1(x) \zeta_1(x') \rangle = \langle \zeta_2(x) \zeta_2(x') \rangle = \\ &= \varepsilon^2 \delta(x - x'), \quad \varepsilon^2 \equiv \varepsilon_0^2 / 2l. \end{aligned} \quad (3)$$

Схожее конинуально приближение для уравнения (1) рассматривалось в [1]. Модель (2), (3) с $\zeta_2 \equiv 0$, $M=1$ предлагалась в [2] для описания длинного джозефсоновского перехода (ДДП) со случайно модулированной максимальной плотностью сверхпроводящего тока.

Во многих одномерных металлах диссипация является очень сильной [3]. В этом случае уравнение (2) заменяется на

$$\alpha \Phi_t - \Phi_{xx} + \sin \Phi + f = \zeta_1 \sin (\Phi/M) + \zeta_2(x) \cos (\Phi/M). \quad (4)$$

Модель (4) с $\zeta_2 \equiv 0$, $M=1$ описывает случайно-неоднородный ДДП SNS типа.

Далее параметры α , f и ε в (2), (3) либо f и ε в (4), (3) будут считаться малыми. В этом случае решение, описывающее заряженный солитон ВЗП либо квант потока в ДДП, близко к так называемому кинку

$$\Phi_k = 4 \operatorname{arctg} [\exp ((x - \xi)(1 - V^2)^{-1/2})], \quad (5)$$

где $\xi = Vt$ и V — его координата и скорость.

Известная модель солитонной проводимости ВЗП, развитая в [4], основана на вычислении скорости рождения пар кинк—антикинк электрическим полем. Цель настоящей работы — предложить другую модель, основанную на освобождении электрическим полем кинков, захваченных случайным потенциальным рельефом. В духе теории возмущений [5] легко найти эффективный однокинковый потенциал, соответствующий модели (2)—(4)

$$U(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \sum_{i=1}^2 \zeta_i(x) U_i(\xi - x), \quad U_1(z) \equiv M [1 + \cos (M^{-1} \Phi_k(z))], \\ U_2(z) \equiv M [1 - \sin (M^{-1} \Phi_k(z))], \quad (6)$$

где Φ_k — кинк (2) с $V=0$.

Данная модель проводимости основана на предположении, что при $f=0$ система содержит захваченные кинки с плотностью $n_0 \ll 1$. С ростом f захваченный кинк освобождается при некотором $f=f_{cr}$. Легко найти вероятностное распределение значений $|f_{cr}|$, соответствующее случайному потенциалу (6) (см. также [2])

$$p(f_{cr}) = 2(2\pi/I_1)^{1/2} \varepsilon^{-1} \exp(-2\pi^2 f_{cr}^2 / I_1 \varepsilon^2), \quad (7)$$

$$I_j \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} dx \sum_{i=1}^2 [d^j U_i(x) / dx^j]^2 \quad (j=1, 2, 3).$$

Используя (7), несложно найти долю кинков $\mu(f)$, освобожденных при данном f

$$\mu(f) \equiv \int_0^f p(f_{cr}) df_{cr} = \operatorname{erf}(\sqrt{2} \pi f / \sqrt{I_1} \varepsilon). \quad (8)$$

Дальнейший анализ различается для моделей (2) и (4).

В случае модели (4) необходимо учесть, что освобожденный кинк может быть снова захвачен в другом месте. Поэтому проводимость определяется максимальной плотностью $n_i(f)$ кинков, которые могут быть захвачены при данном f . В области $f \gg \varepsilon$, представляющей основной интерес в силу предположения $n_0 \ll 1$, выражение (7) дает

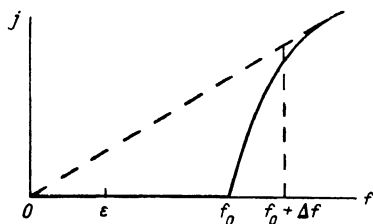
$$n_i(f) \approx (2\pi^5)^{-1/2} \sqrt{I_1 I_3 / I_2} \varepsilon f^{-1} \exp(-2\pi^2 f^2 / I_1 \varepsilon^2). \quad (9)$$

Система становится проводящей при $f=f_0$, таком, что $n_i(f_0) = n_0$. Согласно (9), $f_0^2 \approx (I_1 / 2\pi^2) \varepsilon^2 \ln n_0^{-1}$. При $f > f_0$ плотность свободных кинков равна

$n_0 - n_t(f)$ и средняя скорость свободного кинка [5] $V = \pi f / 4\alpha$, так что солитонный ток равен

$$j \equiv V(f) [n_0 - n_t(f)] \approx \frac{\pi f}{4\alpha} n_0 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{4\pi^2 f_0}{I_1 \varepsilon^2} (f - f_0) \right] \right\}. \quad (10)$$

Умножая (10) на заряд солитона $q = 2e/M$, можно получить вольт-амперную характеристику (ВАХ) системы, схематически показанную на рис. 1.



Как видно из (10), переходная область на ВАХ имеет размер $\sim \Delta f \equiv I_1 \varepsilon^2 / 4\pi^2 f_0$.

Перейдем к модели (2) с $\alpha \ll \varepsilon$. В этом случае средняя скорость кинка [5]

Рис. 1. ВАХ (10).

Штриховая линия — ВАХ однородной системы $j = n_0 (\pi f / 4\alpha)$.

$V = [1 + (4\alpha/\pi f)^2]^{-1/2}$ и солитонный ток $j = V(f) n_0 \mu(f)$, где $\mu(f)$ определено в (8). Как видно, основной интерес представляет область $f \sim \varepsilon$. Благодаря предположению $\alpha \ll \varepsilon$, в этой области $V \approx 1$, так что форма ВАХ прямо дается уравнением (8). Эта ВАХ справедлива, если столкновения между свободными и захваченными кинками не приводят к освобождению последних. Можно показать, что это верно при том же условии $\alpha \ll \varepsilon$. Фактически ВАХ оказывается гистерезисной: описанная здесь ветвь наблюдается, если f растет от нуля; если же f уменьшается от значений $f \gg \varepsilon$, то реализуется обычная ВАХ однородной системы, отвечающая $\mu(f) \equiv 1$ (рис. 2). Если f увеличивается вдоль нижней ветви до некоторого $f_1 \sim \varepsilon$, а затем уменьшается обратно, будет наблюдаться промежуточная ветвь (рис. 2, штрихи), отвечающая $\mu \equiv \mu(f_1)$.

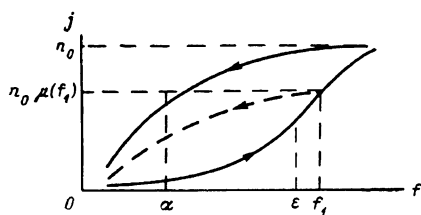


Рис. 2. Гистерезисная ВАХ модели (2).

Стрелки указывают смысл отдельных ветвей.

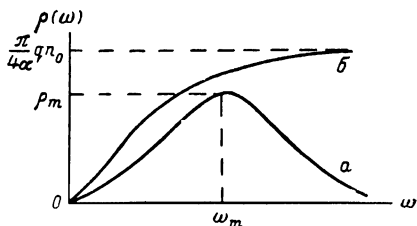


Рис. 3. Зависимость динамической проводимости от частоты.

а — модель (2), б — модель (4).

В модели (2) можно также учесть радиационные потери. В частности, в пределе $1 - V^2 \rightarrow 0$ мощность излучения энергии движущимся кинком принимает вид $W = \varepsilon^2 \sin^2(\pi/M)$. Обращение этого выражения в нуль при $M=1$ согласуется с результатами [2].

Наконец, для моделей (2) и (4) можно вычислить динамическую проводимость $\rho(\omega)$, соответствующую переменному напряжению $f = F \cos(\omega t)$. Под действием этого напряжения захваченные кинки, описываемые моделью (2), осциллируют вблизи локальных минимумов потенциала (6)

$$\xi(t) = \text{Re} [\Xi \exp(i\omega t)], \quad \Xi = \frac{\pi}{4} (\omega_0^2 - \omega^2 + i\alpha\omega)^{-1} F, \quad (11)$$

где ω_0 — собственная частота малых колебаний. Распределение значений ω_0^2 можно найти аналогично (7)

$$p(\omega_0^2) = 1/4 (2\pi I_2)^{-1/2} \varepsilon^{-1} \text{tr}(-\omega_0^2/16I_2 \varepsilon^2). \quad (12)$$

Используя (11) и (12), можно вычислить $\rho(\omega) \equiv q n_0 \langle \xi/F \rangle = q n_0 \omega \langle \Xi/F \rangle$. В частности, $\rho(\omega) \approx (2\pi/I_2)^{1/2} (q n_0 \omega / \varepsilon) \ln [\varepsilon^2 / \omega^2 (\omega^2 + \alpha^2)]$ при $\omega^2 \ll \varepsilon$ и

$\rho(\omega) \approx \pi/4 \cdot qn_0/\omega$ при $\omega^2 \gg \epsilon$ (рис. 3, а). Фактически последнее выражение относится к однородной системе. Максимум $\rho_m \sim qn_0\epsilon^{-1/2}$ достигается при $\omega = \omega_m \sim \sqrt{\epsilon}$. Для модели (4) аналогично получается $\rho(\omega) \approx 2(2\pi/I_2)^{1/2}(qn_0\omega/\epsilon) \ln(\epsilon/\omega\alpha)$ при $\alpha\omega \ll \epsilon$ и $\rho(\omega) \approx (\pi/4\alpha)qn_0$ при $\alpha\omega \gg \epsilon$ (рис. 3, б).

Для случая, когда среднее расстояние l между примесями велико по сравнению с размером солитона, т. е. $l \gg 1$, динамика солитонов в модели (1) и в ее диссипативном варианте, аналогичном (4), была подробно исследована в [6]. Результаты качественно аналогичны полученным в данной работе.

Полученные результаты применимы к ДДП с тем отличием, что в теории ДДП f имеет смысл плотности стороннего тока, в то время как j представляет собой напряжение на переходе.

Более подробный вариант данной работы опубликован в [8]. Я признателен А. Р. Бишопу, А. Ф. Волкову, И. В. Криве, А. А. Непомнящему и А. С. Рожавскому за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Fukuyama H. // J. Phys. Soc. Jpn. 1978. V. 45. N 5. P. 1474—1481.
- [2] Минеев М. Б., Фейгельман М. В., Шмидт В. В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 1. С. 290—298.
- [3] Weger M., Horovitz B. // Sol. St. Comm. 1982. V. 43. N 7. P. 583—586; Horovitz B., Trullinger S. E. // Sol. St. Comm. 1984. V. 49. N 2. P. 192—199.
- [4] Maki K. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. N 1. P. 46—48.
- [5] McLaughlin D. W., Scott A. C. // Phys. Rev. A. 1978. V. 18. N 4. P. 1652—1680.
- [6] Malomed B. A. // J. Phys. C. 1988. V. 21. P. 5163—5181.
- [7] Kivshar Yu. S., Konotop V. V., Sinitsyn Yu. A. // Z. Phys. B. 1986. V. 65. P. 209—223.
- [8] Malomed B. A. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 8018.

Институт океанологии АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
26 декабря 1988 г.

УДК 535.34

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

СПЕКТР ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ КЕРАМИКИ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЦИНКА

М. В. Курик, А. И. Проскура

Для ряда керамик на основе широкозонных полупроводников A_2B_6 наблюдались спектры излучения света при различных способах возбуждения, а также эффекты сильного электрического поля [1—3]. Эти явления объяснялись в предположении, что керамика имеет энергетическую структуру, близкую к монокристаллическим образцам. Основанием для такого вывода служило совпадение спектров керамических и монокристаллических образцов в области примесного поглощения и излучения.

В настоящей работе впервые измерены спектры фундаментального отражения при комнатной температуре керамики халькогенидов цинка и сопоставлены с данными для монокристаллов. Такое сопоставление спектров позволило сделать вывод о зонной структуре исследуемых керамических полупроводников.

Образцы керамики получались методом горячего прессования. Эта процедура заключалась в том, что исходные порошки, имеющие степень чистоты «для люминофоров», загружались в графитовые пресс-формы, к которым после достижения температуры спекания $T_{сн}$ на некоторое время