

- [1] Разбирин Б.С., Старухин А.Н., Чугреев А.В., Грушко Ю.С., Колесник С.Н. Письма в ЖЭТФ **60**, 6, 435 (1994).
- [2] Шпольский Э.В. УФН **80**, 255 (1963).
- [3] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. УФН **163**, 33 (1993).
- [4] Biswas S.G., Sirkar S.C. Ind. J. Phys. **31**, 141 (1957).
- [5] Pichler K., Graham S., Gelsen O.M., Friend R.H., Romanov W.J., McCauley J.P., Jr. Coustel N., Fischer J.E., Smith A.B. III. J. Phys.: Cond. Matter **3**, 9259 (1991).
- [6] Sibley S.P., Argentine S.M., Francis A.H. Chem. Phys. Lett. **188**, 187 (1992).
- [7] Negri F., Orlandi G., Zerbetto F. Chem. Phys. Lett. **144**, 31 (1988).

Физика твердого тела, том 38, № 3, 1996
Solid State Physics, vol. 38, N 3, 1996

КИНЕТИКА ИМПУЛЬСНОЙ ПРОВОДИМОСТИ CsI ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПЛОТНЫМИ ПУЧКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

© *Б.П.Адуев, А.В.Иголинский, В.Н.Швайко*

Кемеровский государственный университет,
650043 Кемерово, Россия
(Поступило в Редакцию 28 июня 1995 г.
В окончательной редакции 23 августа 1995 г.)

В нашей предыдущей работе [1] было показано, что в чистых кристаллах CsI при возбуждении электронным пучком (энергия электронов 0.2 meV, длительность импульса 50 ps) время жизни электронов в зоне проводимости имеет аномально большое значение ($\tau \geq 1$ ns) по сравнению с кристаллами KBr и NaCl ($\tau \leq 20$ ps) при облучении в одинаковых условиях. Настоящая работа посвящена исследованию кинетики релаксации тока проводимости при комнатной температуре после окончания импульса возбуждения в интервалах плотностей тока пучка $j_b = 1-10$ kA/cm² и внешних приложенных полей $E_i = (1-8) \cdot 10^4$ V/cm. Вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные в момент достижения током максимального значения, линейны. По наклону ВАХ определялось сопротивление образца и рассчитывалась удельная проводимость σ_0 . Зависимость σ_0 от плотности тока пучка электронов j_b линейна во всем исследованном диапазоне и изменяется в пределах 0.01–0.1 Ω^{-1} cm⁻¹.

Кинетика релаксации тока проводимости зависит от сочетания параметров j_b и E_i , поэтому расстояние кинетики будем вести поэтапно.

Вначале рассмотрим поведение тока проводимости при фиксированном j_b и вариации E_i . Обработка осциллограмм показала, что при плотностях возбуждения $j_b < 5$ kA/cm² релаксация тока проводимости описывается кинетикой второго порядка, т.е. описывается формулой

$$j(t) = \frac{j_0}{1 + \alpha j_0 t}, \quad (1)$$

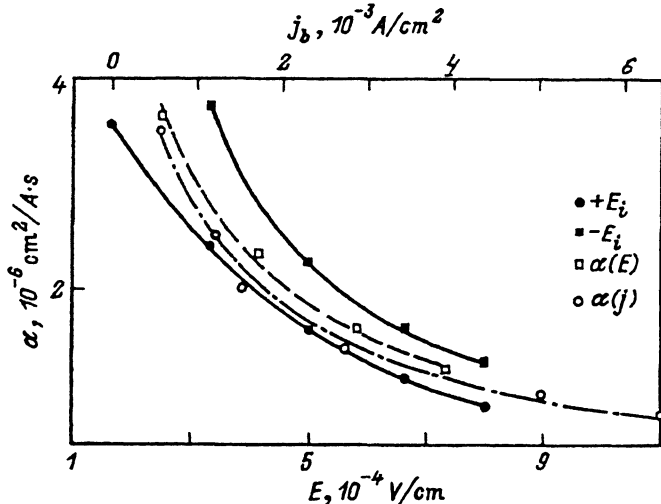


Рис. 1. Зависимость коэффициента α от напряженности поля E .

Сплошные кривые — зависимость α от E_i ($j_b = 670 \text{ A/cm}^2$), штриховая — зависимость $\alpha(E)$ для обеих полярностей с учетом поля объемного заряда пучка, штрихпунктир — зависимость $\alpha(j_b)$ ($E_i = 1.67 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$). Значения j_b — на оси абсцисс сверху, соответствующие расчетные значения поля E — снизу.

где j_0 — амплитуда тока проводимости в момент окончания возбуждения. Это позволяет сделать вывод о том, что наблюдается рекомбинация электронов зоны проводимости с V_k -центрами, при этом концентрация электронов $n(t)$ изменяется соответственно

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + Kn_0 t}, \quad (2)$$

где $K = vS$ — константа скорости реакции, v — тепловая скорость электронов, S — сечение захвата электронов V_k -центром. Из линейности ВАХ следует, что

$$j_0 = n_0 e \mu E, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, μ — его подвижность, E — напряженность поля. Тогда при фиксированной плотности тока пучка j_b имеем $j_0/j = n_0/n$ и из формул (1)–(3) получим

$$\alpha = \frac{K}{e \mu E}. \quad (4)$$

На рис. 1 представлены коэффициенты α в зависимости от E_i , рассчитанные из экспериментальных кривых при различных полярностях E_i . Из рис. 1 видно, что коэффициенты α зависят от полярности внешнего поля E_i . Этот факт указывает на то, что объемный заряд, внесенный в кристалл пучком электронов, распределен неравномерно и его поле необходимо учитывать. В этом случае поле E следует представить в виде

$$E = E_b \pm E_i, \quad (5)$$

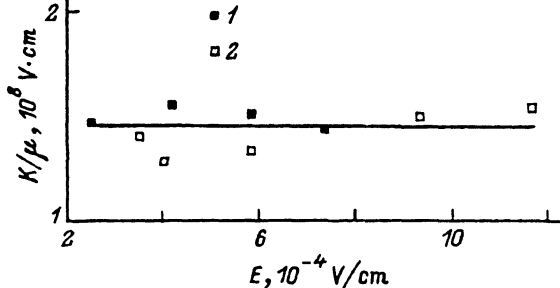


Рис. 2. $K/\mu = \alpha e E$.

1 — $\alpha(E)$, расчет из кривой при $j_b = \text{const}$; 2 — $\alpha(j_b)$, расчет из кривой при $E_i = \text{const}$.

где E_i и E_b — напряженности внешнего приложенного поля и эффективного поля пучка электронов (геометрия эксперимента такова, что $E_b \parallel E_i$, а знак в (5) определяется полярностью E_i). Учитывая, что одинаковым коэффициентам α на кривых $+E_i$ и $-E_i$ должны соответствовать одинаковые значения суммарного поля E , из кривых на рис. 1 мы определили $E_b \approx 0.83 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ и, следовательно, поле E . Штриховая кривая представляет собой рассчитанную зависимость $\alpha(E)$ для обеих полярностей.

Используя значения E и e , можно определить величину K/μ (рис. 2). Расчет дает $K/\mu = (1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-8} \text{ V}\cdot\text{cm}$. В работах [2,3] для CsI из оптических экспериментов была определена величина $K = (1.14 \pm 0.26) \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$. Используя это значение, определяем подвижность электронов в CsI $\mu = (8 \pm 2) \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

Теперь рассмотрим релаксацию тока проводимости в зависимости от плотности при фиксированном E_i . На рис. 1 представлены коэффициенты α в зависимости от j_b , полученные обработкой экспериментальных кривых. Поскольку $E_b \approx j_b$, то с учетом значений E_b и j_b из предыдущих экспериментов для каждой точки рассчитано E . Используя формулу (4), мы рассчитали значения K/μ . Соответствующие точки нанесены на рис. 2. Как видно из рисунков, обе серии дают совпадающие в пределах погрешности значения K/μ и, следовательно, значения μ .

Полученное значение для μ соответствует микроскопической подвижности зонных электронов в других щелочно-галогидных кристаллах. Этот результат в совокупности с линейным выходом $\sigma(j_b)$ позволяет предположить, что в чистых кристаллах CsI за время импульса облучения не происходит захвата электронов Vk -центрами или уровнями прилипания и экспериментально наблюдается когерентный перенос электронов, ограниченный рекомбинацией с Vk -центрами.

Авторы выражают благодарность Э.Д. Алукеру за полезные обсуждения и Г.М. Белокурову за подготовку образцов.

Исследования, приведенные в данной публикации, выполнены благодаря поддержке Международного научного фонда (грант NNY000) и МНФ и Российского правительства (грант NNY300).

- [1] Адуев Б.П., Белокуров Г.М., Швайко В.Н. ФТТ. В печати.
 [2] Алукер А.Э., Дейч Р.Г., Думбадзе Г.С. Письма в ЖТФ 14, 23, 2132 (1988).
 [3] Алукер А.Э., Дейч Р.Г., Думбадзе Г.С. Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук 4, 17 (1987).

Физика твердого тела, том 38, № 3, 1996
 Solid State Physics, vol. 38, N 3, 1996

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ И РЕШЕТОЧНАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ A^3B^5 , A^2B^6 И $A^2B^4C_2^5$

© В.З.Слободян, В.В.Шлемкевич, Н.П.Гавалешко

Черновицкий государственный университет,
 274012 Черновцы, Украина
 (Поступило в Редакцию 10 мая 1995 г.
 В окончательной редакции 30 августа 1995 г.)

Исследования магнитной восприимчивости кристаллов, которая практически не зависит от механизмов рассеивания, дают важную информацию об электронной структуре и особенностях химической связи в диамагнитных соединениях [1-7].

Современная теория диамагнетизма кристаллов опирается на разработанную Ван-Флекум квантово-механическую теорию молекул, согласно которой решеточная восприимчивость χ_{Γ} состоит из диамагнитной χ_d и парамагнитной χ_p составляющих

$$\chi_{\Gamma} = \chi_d + \chi_p = \chi_0 + \chi_L + \chi_p, \quad (1)$$

где χ_0 и χ_L — диамагнитная восприимчивость соответственно электронов остова и валентных электронов.

Весомый вклад в исследования решеточной магнитной восприимчивости кристаллов со структурой сфалерита был внесен работой [3], где было получено выражение для χ_{Γ} соединения АВ, которое мы здесь запишем в следующем модифицированном виде:

$$\chi_{\Gamma} = \frac{1 - \alpha}{2} \chi_i^a + \frac{1 - \alpha}{2} \chi_i^b + (1 - \alpha^2)^{1/2} \chi_{\Gamma}^{ab} + \chi_0, \quad (2)$$

где α — мера ионности соединения АВ, χ_i^a и χ_i^b — ионная составляющая магнитной восприимчивости валентных электронов соответственно для компонентов А и В, χ_{Γ}^{ab} — параметр, который зависит от взаимодействия между компонентами А и В в соединении. Используя (2), авторы работы [4] получили неплохие на то время результаты для магнитной восприимчивости решетки в тройных соединениях $A^1B^3C_2^6$ и $A^2B^4C_2^5$. Основным недостатком работы [4] было использование в расчетах довольно грубого приближения

$$\chi_{\Gamma}^{ab} = (\chi_k^a \chi_k^b)^{1/2}, \quad (3)$$