

и в том и в другом случае непосредственно фазовый портрет выглядит одинаково — размытым образом, что указывает на важность дополнительных исследований, в том числе и с помощью сечения Пуанкаре для идентификации истинно хаотических колебаний.

Авторы выражают благодарность участникам II СНГ-США семинара по сегнетоэлектричеству (Санкт-Петербург, июнь 1992 г.) за обсуждение результатов.

### Список литературы

- [1] Beige H., Diestelhorst M., Forster R., Krietsch T. // Phase Transitions. 1992. V. 37. P. 213-238.
- [2] Дрождин С.Н., Камышева Л.Н. // Кристаллография. 1991. Т. 36. В. 4. С. 925-930.
- [3] Мун Ф. Хаотические колебания. М.: Мир, 1990. 311 с.

Воронежский государственный университет

Поступило в Редакцию  
26 февраля 1993г.

---

© Физика твердого тела, том 35, № 7, 1993  
Solid State Physics, vol. 35, N 7, 1993

## НАБЛЮДЕНИЕ «ЗАКОНА АРХИМЕДА» В ТВЕРДОМ ЭЛЕКТРОЛИТЕ $RbAg_4I_8$

*М.Е.Компан*

Благодаря своему промежуточному положению среди различных классов объектов физики твердого тела суперионные проводники часто проявляют весьма неожиданные свойства. Эта работа посвящена одному из таких свойств, возникающему из-за большой физической массы и классического характера носителей заряда.

В отличие от электронных проводников большая физическая масса носителей заряда делает ионные проводники гораздо более чувствительными к полям неэлектрической природы — к полю силы тяжести и инерции. Эффекты, вызванные этим, — неинерциальные эдс — впервые экспериментально наблюдались в работах [1,2] и впоследствии были подтверждены и дополнительно исследованы другими авторами (например, [3]).

Однако до настоящего времени некоторые аспекты этих явлений не анализировались. Рассмотрим, за счет каких энергетических источников реализуется гравитационная (инерционная) эдс. Напомним, что эффект состоит в перераспределении ионных носителей заряда в образце в присутствии силы тяжести, что приводит к появлению измеряемого электрического напряжения между электродами. Если к электродам присоединен внешний измерительный прибор, через него начинает протекать ток, что частично шунтирует электрическое поле, индуцированное силой тяжести. Это приводит к нарушению равновесия сил в объеме образца. Вследствие этого новые ионы должны постоянно перераспределяться таким образом, чтобы выполнялось условие равновесия

$$q_i \mathbf{E} = M_i \mathbf{a}. \quad (1)$$

$\alpha$

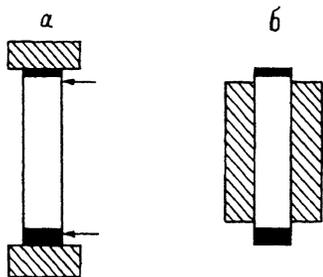


Рис. 1. Варианты фиксации образца на вибростенде.

*a* — вдоль электродов, *b* — со свободными электродами.

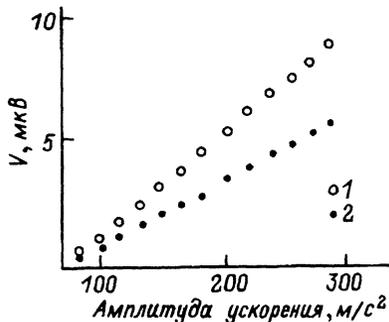


Рис. 2. Данные экспериментов по неинерциальному эдс, полученные с использованием различных типов держателей образца.

1 — со свободными электродами, 2 — с фиксацией через электроды.

Здесь  $q_i$  — заряд иона;  $E$  — электрическое поле, однородное в объеме проводящего образца;  $M_i$  — масса иона;  $a$  — ускорение силы тяжести или инерции.

Постоянное протекание тока должно поддерживаться каким-то источником энергии. Поскольку материал электропроводен, в объеме образца должна соблюдаться электронейтральность, поэтому перераспределяться могут только ионы из металла электродов. В свою очередь это означает, что единственным источником энергии, поддерживающим эффект, является потенциальная энергия ионов, «падающих» с верхнего электрода на нижний.

Для того чтобы понять, как это скажется на величине напряжения, измеряемого в инерционных экспериментах, рассмотрим, каким образом может проводиться эксперимент. Два возможных варианта крепления образца проиллюстрированы на рис. 1: *a*) образец закреплен за боковые поверхности, *b*) образец закреплен через плоские электроды на торцах. Легко видеть, что результат экспериментов будет отличаться для этих двух случаев. В случае *a* объем суперионного образца не сдвигается относительно держателя и ионы верхнего электрода переносятся через образец на нижний. В случае *b* внешние поверхности электродов фиксированы в держателе. Как результат этого, перенос материала между электродами должен сопровождаться сдвигом вверх всего суперионного образца. Очевидно, что изменение потенциальной энергии отличается для этих двух случаев.

Для случая *a* уравнение баланса энергии может быть записано как

$$(d_m - d_s)SaLdx = I^2(R_s + R_d)dt. \quad (2)$$

Здесь  $d_m$  и  $d_s$  — плотности металла электрода и суперионного материала,  $S$  — поперечное сечение образца,  $I$  — ток,  $R_s$  и  $R_d$  — сопротивления образца и измерительного прибора. Левая сторона выражения (2) соответствует уменьшению потенциальной энергии, правая — омическим потерям во время того как слой материала  $dx$  верхнего электрода переносится на нижний электрод за время  $dt$  сквозь образец длиной  $L$ .

Учитывая, что  $dx/dt$  связана с током  $I$

$$I = dx/dt \frac{S}{V_i} q_i \quad (3)$$

(здесь  $V_i$  — объем, приходящийся на один атом в металле электрода;  $q_i$  — заряд подвижного иона), можно получить выражение (2) в форме закона Ома

$$(d_m - d_s)aV_i L/q_i = I(R_s + R_d). \quad (4)$$

Левая сторона уравнения (4) играет роль эдс и содержит разность плотностей. Видно, что измеряемое напряжение ( $I R_d$ ;  $R_d \gg R_s$ ) будет уменьшаться пропорционально весу вытесняемой части суперионного материала.

В том случае, если держатель образца соответствует рис. 1, б, положение суперионного материала в эксперименте не изменяется. В уравнение, аналогичное (4), не будет входить член с плотностью  $d_s$ , результат измерения будет соответствовать соотношению (1). В эксперименте по обнаружению обсуждавшегося эффекта данная постановка опыта может являться контрольной.

Эксперимент проводился на стандартном испытательном вибростенде на частоте 75.5 Гц и при амплитудах ускорения до  $350 \text{ М/с}^2$ . Использовался образец в форме цилиндра длиной  $L = 2.3 \text{ см}$  и диаметром 1.5 см. Electrodes впрессовывались из смеси порошков Ag/электролит в торцы образца. Напряжение измерялось селективным вольтметром «Unipan 232В».

Результат эксперимента приведен на рис. 2. Полученные данные явно показывают 35%-ное уменьшение сигнала в случае *a* по сравнению со случаем *б*. Расчетное значение уменьшения сигнала ( $d_m = 10.5$ ,  $d_s = 5.3 \text{ г/см}^3$ ) должно быть больше — около 50%. Представляется вероятным, что наблюдающееся расхождение вызвано различием между плотностями массивного материала и приграничных слоев.

В принципе выражение (4) может быть получено из (1) и исходя из других соображений — при учете эффекта бароэдс [5,6], возникающего при неоднородном сжатии образца в случае *a*. Следует также упомянуть, что вопрос о вторичном (деформационном) перераспределении носителей заряда при инерционных опытах является достаточно серьезным и, например, для случая электронных проводников пока окончательно не решенным [4]. В данном случае получен относительно простой результат, что, видимо, является результатом макроскопического подхода.

Обнаруженный эффект демонстрирует неожиданную макроскопическую аналогию суперионного материала с обычными жидкостями и тем самым еще раз подтверждает близость природы суперионных проводников и жидкого состояния.

Автор пользуется случаем поблагодарить И.А. Меркулова, которому принадлежит идея данной работы.

#### Список литературы

- [1] Компан М.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 6. С. 327–330.
- [2] Компан М.Е., Стельмах Н.М. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 418–421.
- [3] Koch W., Rickert H. // Solid State Ionics. 1988. V. 28–30. Pt II. P. 1664–1667.

- [4] Гинзбург В.Л., Коган Ш.М. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 3(9). С. 1177–1180.  
 [5] Mrgudich J.M. // Proc. of 21st Annual Power Source Conf. 1967. Transaction of ASME. 1969. V. 69. P. 117–120.  
 [6] Gerbstien Yu.M., Chudnovskii F.A. // Solid State Ionics. 1984. V. 21. N 10. P. 817–818.

Физико-технический институт  
 им. А. Ф. Иоффе  
 Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
 26 февраля 1993 г.

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 35, № 7, 1993  
 Solid State Physics, vol. 35, N 7, 1993

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАЗБАВЛЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $Cd_{1-x}Mn_xMg_yTe$

Г.К.Аверкиева, В.Ф.Агекян, Л.К.Гриднева, В.Д.Прочухан, А.Ю.Серов

Твердые растворы полупроводников группы II–VI с магнитной компонентой из группы железа (так называемые разбавленные магнитные полупроводники — РМП) [1] обладают рядом особых свойств. При релаксации электронного возбуждения имеет место конкуренция между двумя каналами излучательной рекомбинации — обычным межзонным и внутривалентным через уровни незаполненной  $3d$ -оболочки ионов группы железа. Сильное обменное взаимодействие между спинами электронов и магнитными моментами ионов группы железа приводит к гигантским магнитооптическим эффектам и образованию магнитного полярона [2,3]. Наиболее изученный РМП  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  имеет важное применение как барьерное вещество в структурах с квантовыми ямами и в сверхрешетках типа  $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$  [4,5].

По спектрам экситонного отражения было установлено, что в  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ширина запрещенной зоны  $E_g$  зависит от  $x$  приблизительно линейно

$$E(x) = 1.594 + 1.55x \quad (T = 77 \text{ K}),$$

$$E(x) = 1.603 + 1.64x \quad (T = 4 \text{ K}).$$

Величина  $x$  определяет концентрацию  $N_s$  нескомпенсированных магнитных моментов кристаллической решетки, от которой зависят ее магнитные свойства. Максимальное значение  $N_s$  соответствует  $x = 0.15$ , поскольку дальнейшее увеличение  $x$  инициирует образование антиферромагнитных пар и кластеров из близко расположенных ионов  $Mn^{2+}$ . По этой причине в  $Cd_{0.85}Mn_{0.15}Te$  наблюдаются наиболее сильные эффекты Зеемана и Фарадея, причем максимальное значение постоянной Верде соответствует спектральной области, примыкающей к пику экситонного поглощения. Жесткая связь между  $E_g(x)$  и  $N_s(x)$  может рассматриваться в ряде случаев как недостаток  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  и его аналогов. Более сложные РМП, которые содержат трикатионные компоненты, свободны от этого ограничения. Настоящая работа является первым исследованием свойств РМП  $Cd_{1-x}Mn_xMg_yTe$  в широком диапазоне относительных концентраций катионов ( $0.05 < x < 0.65$ ,  $0.05 < y < 0.50$ ). Отметим, что использование щелочноземельных элементов позволяет резко расширить разнообразие твердых растворов на основе кристаллов группы II–VI.