

локального поля на ядрах лития, у которых оси локальной симметрии не совпадают с направлением намагниченности, приводит к уменьшению наклона «линейного» участка зависимости $f(H_0)$ относительно его значения, соответствующего гиромагнитному отношению ($\gamma_{эф} = 15$ Гц·м/А); точка минимума на этой зависимости соответствует полю компенсации продольной компоненты локального поля.

Таким образом, проведенные измерения указывают на то, что анизотропные сверхтонкие поля на ядрах Li^+ сравнимы по величине с изотропным сверхтонким полем. Возможной причиной этого является перенос спиновой плотности с $3d$ -оболочки ионов Fe^{3+} как на $2s$,- так и на $2p$ -оболочки ионов Li^+ .

Л и т е р а т у р а

- [1] Ковтун Н. М., Котельва А. М., Шемяков А. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 599—601.
- [2] Doroshev V. D., Klochan V. A., Kovtun N. M. et al. Phys. St. Sol. (a), 1974, vol. 26, N 1, p. 77—88.
- [3] Гольданский В. И., Труханов В. А., Девишева М. Н. и др. ЖЭТФ, Письма в редакцию, 1965, т. 1, № 1, с. 31—36.
- [4] Doroshev V. D., Klochan V. A., Kovtun N. M. et al. Phys. St. Sol. (a), 1972, vol. 9, N 2, p. 679—689.
- [5] Ковтун Н. М., Котельва А. М., Шемяков А. А. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 5, с. 255—257.
- [6] Леше А. Ядерная индукция. М.: ИЛ, 1963. 684 с.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
23 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
28 апреля 1988 г.

УДК 537,226.4

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

РАСПАД ИСХОДНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ГЕРМАНАТЕ СВИНЦА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. Я. Шур, А. В. Гурьев, Л. В. Бунина, А. Л. Субботин, Ю. А. Попов

В германате свинца (ГС) после выращивания или термической деполяризации возникает закрепленная исходная доменная структура (ИДС) [1, 2]. В этом случае затруднена переполаризация в электрическом поле и не наблюдаются сквозные домены. На основании комплексного исследования диэлектрических и электрооптических свойств, а также измерения параметров переключения [2-6] было выдвинуто предположение о том, что ИДС состоит из мелких доменов, разделенных как незаряженными, так и встречными заряженными 180-градусными доменными стенками. Показано [1, 3], что приложение внешнего постоянного электрического поля при фазовом переходе или переменного в сегнетофазе приводит к распаду ИДС и созданию доменной структуры, состоящей из подвижных сквозных доменов.

Работа посвящена изучению изменения формы и размеров доменов, а также перераспределения экранирующих объемных зарядов в электрическом поле. Исследуемые образцы ГС вырезались в форме прямоугольных параллелепипедов с гранями, параллельными (100), (010) и (001). После шлифовки и полировки всех граней на полярные срезы методом ионно-плазменного напыления наносились электроды на основе окислов индия и олова. На одну из плоскостей — сплошные, а на другую в виде полосок, параллельных одной из граней (рис. 1). При изучении влияния электрического поля на образование ИДС к разным электродам при фазовом переходе прикладывалось постоянное напряжение различной ве-

личины. Приложение переменного напряжения в течение разного времени позволяло изучать распад ИДС.

Для исследования перераспределения экранирующих объемных зарядов в процессе распада ИДС с помощью автоматизированной установки на базе микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28» измеряли реверсивную диэлектрическую проницаемость на частоте 10 кГц при приложении поля частотой 50 Гц и напряженностью, недостаточной для переключения поляризации [7]. Из системы уравнений Максвелла на основании этих измерений рассчитывалось пространственное распределение объемных зарядов, экранирующих поле, создаваемое встречной доменной стенкой, для упрощенной модели доменной структуры, содержащей одну плоскую перпендикулярную полярной оси доменную стенку.

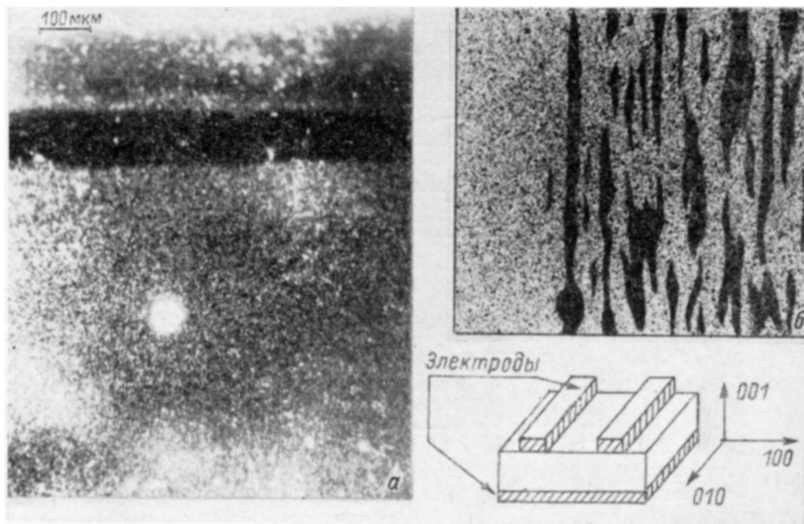


Рис. 1. Исходная доменная структура на грани (010) кристалла германата свинца (а) и схема ИДС (б), частично разрушенной переменным электрическим полем (в объеме кристалла).

Для непосредственного измерения формы доменов были разработаны селективные травители, позволявшие выявлять различные доменные конфигурации как на полярном срезе, так и на боковых гранях исследуемых образцов. Проверка эффективности применения травителей была проведена на образцах со сквозными доменами. Показано, что домены удается визуализировать за счет различной скорости травления. Полученные для сквозных доменов фигуры травления совпадают с результатами наблюдения с помощью поляризационного микроскопа.

Травление термически деполаризованных образцов, не подвергавшихся воздействию поля, показало, что ИДС состоит из мелких вытянутых вдоль полярной оси доменов шириной 2–3 и длиной около 10 мкм и содержит большое количество встречных доменных стенок. Вблизи плоскостей [001] образца на глубине 150–200 мкм были выявлены монодоменные слои толщиной около 100 мкм (рис. 1). Приложение постоянного электрического поля при охлаждении из парафазы приводило к увеличению толщины монодоменных слоев, а в полях, больших $2 \cdot 10^3$ В/м, к расщеплению ИДС в объеме кристалла с появлением дополнительных параллельных [001] монодоменных слоев с периодом 20–30 мкм. Действие переменного электрического поля в сегнетофазе приводило к аналогичным эффектам, но в этом случае в объеме кристалла возникали крупные сквозные монодоменные области, отделенные границами, параллельными полярной оси, от областей, состоящих из мелких доменов (рис. 1). Воздействие переменного поля увеличивало объем монодоменных областей.

Встречные доменные стенки в ИДС дают значительный вклад в диэлектрическую проницаемость. В предположении, что изменение ϵ^* обусловлено смещением стенок во внешнем электрическом поле, были определены усредненные по объему пространственные зависимости потенциала, напряженности внутреннего поля и заряда вблизи встречной доменной стенки. Объемный заряд ($\rho = a^2 \varphi / dz^2 \sim 1/\epsilon^*$) для статичной доменной стенки экспоненциально спадает по мере удаления от нее. Под действием приложенного смещающего (не переключающего) поля стенка сдвигается от положения равновесия, что приводит к расплыванию экранирующего объемного заряда и в свою очередь к еще большему смещению стенки. Установившееся равновесное распределение характеризуется существованием двух разнесенных объемных зарядов, между которыми колеблется стенка (рис. 2).

Таким образом в ГС в результате фазового перехода (без внешних воздействий) и последующего охлаждения формируются вытянутые вдоль полярной оси сигарообразные домены (длиной 10—20 и поперечными размерами 2—3 мкм), образующие сложный трехмерный лабиринт. Возникновение мелкой доменной структуры обусловлено наличием флуктуаций

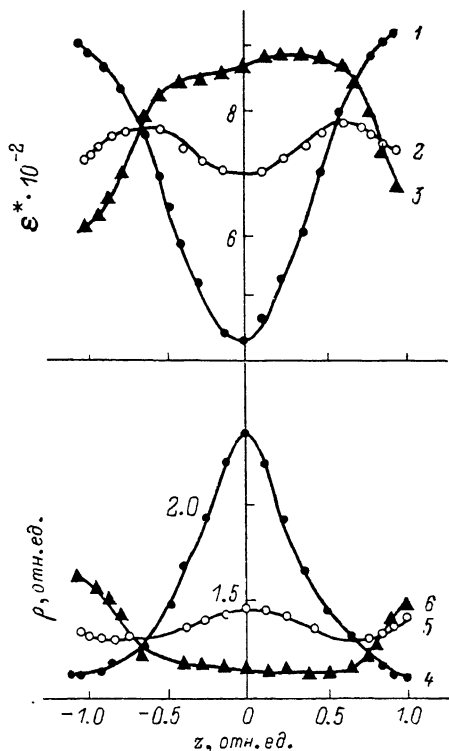


Рис. 2. Пространственное распределение диэлектрической проницаемости (1—3) и объемного заряда (4—6) вблизи встречной доменной стенки.

Время воздействия переменного электрического поля (с): 1, 4 — 0; 2, 5 — 40; 3, 6 — 1000.

состава [3, 4]. Расслоение этой структуры при фазовом переходе в постоянном электрическом поле свидетельствует о периодическом пространственном распределении эффективных полей, создаваемых неоднородностями типа слоев роста (период 20—30 мкм). Монодоменные слои возникают из-за поверхностного изгиба зон [6]. Наличие мелких доменов в приповерхностном слое может быть вызвано ветвлением доменной структуры в области локализации объемного заряда [8].

Распад ИДС в переменном электрическом поле обусловлен рассасыванием экранирующих объемных зарядов, что приводит к увеличению подвижности встречных доменных стенок, а затем к их аннигиляции и возникновению областей со сквозными доменами.

В заключение авторы благодарят Ф. М. Мусалимова за предоставленные монокристаллы германата свинца.

Л и т е р а т у р а

- [1] Шур В. Я., Попов Ю. А., Летучев В. В. Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. Калинин, 1983, с. 16—23.
- [2] Шур В. Я., Попов Ю. А., Субботин А. Л. ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 564—565.
- [3] Шур В. Я., Попов Ю. А., Субботин А. Л., Коровина Н. В. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, т. 48, № 6, с. 1061—1064.
- [4] Шур В. Я., Попов Ю. А., Румянцев Е. Л. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985, т. 49, № 9, с. 1860—1862.
- [5] Шур В. Я., Коровина Н. В., Коковина В. А., Инденбаум Е. Б. ФТТ, 1987, т. 29, № 11, с. 3451—3454.

[6] Шур В. Я., Груверман А. Л., Корovina Н. В. и др. ФТТ, 1988, т. 30, № 1, с. 299—302.

[7] Попов Ю. А., Субботин А. Л., Шур В. Я. Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. Калинин, 1988, с. 96—101.

[8] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. 240 с.

Уральский государственный
университет им. А. М. Горького
Свердловск

Поступило в Редакцию
3 мая 1988 г.

УДК 538.94;621.315

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ВИСМУТА

А. Т. Гаджиев, Ф. М. Гашимбаев, Н. Б. Мустафаев

Теоретическое исследование поглощения света свободными носителями в размерно-квантованных пленках висмута проведено в [1, 2]. При этом электронный спектр описывался стандартными моделями: параболической (ПМ) [1] и непараболической (НПМ) [2]. В [3] предложена модель энергетического спектра носителей, учитывающая характерные особенности висмута. Эта модель Абрикосова—Коэна (АКМ) широко используется при изучении свойств массивного висмута [4]. В [5] АКМ применялась для расчета гальваномагнитных коэффициентов тонких пленок висмута. В настоящей работе рассмотрено поглощение света свободными электронами при межподзонных переходах в размерно-квантованной пленке висмута на основе АКМ. Полученные результаты качественно отличаются от результатов работ [1, 2]. Как показано ниже, эти отличия сводятся в основном к следующему.

1) Если на пленку, поверхность которой перпендикулярна тригональной оси z , падает свет, поляризованный в плоскости пленки ($\mathbf{x} \perp z$), то в случае АКМ поглощение на свободных электронах имеет место даже в пренебрежении малым углом наклона изоэнергетической поверхности электронов к бинарно-биссекторной плоскости. В рамках же ПМ и НПМ переходы между размерными электронными подзонами становятся разрешенными только при учете угла наклона или же спин-орбитального взаимодействия [2].

2) В случае ПМ переходы между подзонами n и n' происходят на резонансной частоте, равной энергетическому расстоянию между минимумами подзон. Спектр поглощения в бесстолкновительном приближении представляет собой набор резонансных линий нулевой ширины, соответствующих нечетным значениям $\Delta n = n' - n$. Учет непараболическости приводит к уширению резонансных линий. Образовавшиеся полосы поглощения не пересекаются друг с другом [2]. В рамках же АКМ вследствие большего, чем в НПМ, уширения резонансных линий допускается пересечение полос поглощения.

3) В рамках ПМ и НПМ в резонансе максимум коэффициента поглощения α не ограничен (без учета столкновений). В случае АКМ из-за значительной анизотропии и сильной непараболическости спектра α всегда имеет конечное значение. Величины $\alpha_{\perp} (\mathbf{x} \perp z)$ и $\alpha_{\parallel} (\mathbf{x} \parallel z)$ одного порядка, в то время как для стандартных моделей имеет место соотношение $\alpha_{\parallel} \gg \alpha_{\perp}$ [2].

Как известно, поверхность Ферми электронов в висмуте состоит из трех долин, повернутых вокруг оси z на 120° и наклоненных к бинарно-биссекторной плоскости под углом $\theta = 6^\circ 23'$ [4]. Нами рассмотрен случай,