Теория возмущений по $B < 1$ позволяет получить уровень

$$\omega_a = a\gamma b_2/\sqrt{c_{44}}, \tag{10}$$

где $a \approx 4\sqrt{\pi/3\,(7/9+\pi/4)}$, совершенно аналогичный по своей природе (6). В обоих случаях частота уровня не зависит ни от величины константы анизотропии, ни от намагниченности и лежит в области 10^8 Гц.

Затухание уровней, как можно показать, довольно велико $\omega'' = 2\pi\gamma M\alpha$. Условие их наблюдения $\omega''/\omega_a \sim \alpha\,(QB)^{-1/2} < 1$ требует малости α — константы затухания Гильберта. В ЖИГ, где, по оценкам, параметры $Q \approx 1/20$, $B \approx 0.8 \cdot 10^{-2}$, требуется $\alpha < 2 \cdot 10^{-2}$, что выполняется в хороших монокристаллах.

Литература

[1] *Туров Е. А., Луговой А. А.* ФММ, 1980, т. 50, № 4, с. 717—729.
[2] *Дедух Л. М., Никитенко В. И., Сыногач В. Т.* Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 8, с. 386—388.
[3] *Леманов В. В.* В кн.: Физика магнитных диэлектриков. Л.: Наука, 1974. 456 с.
[4] *Туров Е. А., Шавров В. Г.* УФН, 1983, т. 140, № 3, с. 429—462.
[5] *Ходенков Г. Е.* ФММ, 1986, т. 61, № 5, с. 850—858.
[6] *Winter J. M.* Phys. Rev. 1961, vol. 124, № 2, p. 452—459.
[7] *Филиппов Б. Н., Береснев В. И.* ФММ, 1984, т. 58, № 6, с. 1093—1099.
[8] *Хуберт А.* Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.

Институт электронных
управляющих машин
Москва

Поступило в Редакцию
22 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
18 июля 1988 г.

УДК 537.311

Физика твердого тела. том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ДВИЖЕНИЕ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ПРИ ФОТОСТИМУЛИРОВАННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В СИСТЕМЕ С ГРАДИЕНТОМ ТЕМПЕРАТУРЫ

Р. Ф. Мамин, Г. Б. Тейтельбаум

Одной из особенностей поведения термодинамических систем с градиентом температуры является возможность возникновения в них одновременно различных фаз [1-3]. Это происходит, когда минимальная температура в образце T_1 меньше температуры фазового перехода T_0, а максимальная T_2 больше. Мы рассмотрим возникновение подобной двухфазности системы вблизи фотостимулированного фазового перехода в одномерном сегнетоэлектрике-полупроводнике, находящемся в условиях освещения. Свойства таких фазовых переходов во многом определяются взаимным влиянием электронной и решеточной подсистем. Это приводит к увеличению ширины запрещенной зоны вследствие возникновения спонтанной поляризации и сдвигу температуры Кюри, вызванному изменением заселенности ловушек.

Для описания динамики параметра порядка η (им является поляризация) запишем релаксационное уравнение типа Ландау—Халатникова для одномерного случая [4]

$$d\eta/dt = -\Gamma\left((\alpha'(T - T_c) + am)\,\eta + \beta\eta^3 + \gamma\eta^5 - c\,(\partial^2\eta/\partial x^2)\right). \tag{1}$$

Здесь Γ — кинетический коэффициент; α', β, γ, c — коэффициенты разложения решеточной части термодинамического потенциала (для фазового перехода первого рода $\beta < 0$); m — число электронов в ловушках; a —

коэффициент разложения электронной энергии (мы ограничились слагаемым $\sim\eta^2$). При описании электронной системы учтем следующие процессы: генерацию электронов проводимости светом, релаксацию электронов проводимости на уровни рекомбинации и уровни прилипания, термозаброс с уровней прилипания в зону проводимости. Процессы релаксации электронов проводимости являются быстрыми, поэтому динамика электронной системы описывается одним уравнением для числа электронов на уровнях прилипания m [5]

$$dm/dt = J\,(M - m) - mA\,(\eta), \tag{2}$$

где M — концентрация уровней прилипания, J пропорционально интенсивности внешнего освещения, $A\,(\eta) = N_c \gamma_h \exp\,(-\varepsilon/T)$, N_c — плотность состояний в зоне проводимости, γ_h — кинетический коэффициент, $\varepsilon = \varepsilon_0 + \tilde{a}\eta^2$ — энергетический интервал от дна зоны проводимости до уровня прилипания.

В нашем случае число электронов на уровнях прилипания m является медленной переменной, а параметр порядка η быстрой переменной. При условии $T_1 < T_0 < T_2$ в кристалле образуются две фазы. Параметр порядка быстро меняется на границе между фазами и можно считать температуру на границе постоянной, т. е. T в уравнении (1) при описании границы фаз есть температура на границе фаз. Полагаем, что параметр порядка быстро выходит на равновесное значение вблизи межфазной границы, т. е. $\partial\eta/\partial x\,(\pm\infty) = 0$. Тогда граница между фазами представляет собой уединенную волну и описывается стационарным решением в движущейся системе координат $\xi = x - vt$

$$\eta^2 = \eta_0^2 \left(1 + \exp\left(-\frac{\xi - \xi_0}{\Delta}\right)\right)^{-1}, \quad \eta_0^2 = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\gamma\,(\alpha'\,(T - T_c) + am}}{2\gamma}, \tag{3}$$

где $\Delta = (3c/\rho)^{1/2}\,\eta_0^{-2}$, скорость волны v равна

$$v = -\left(\frac{c}{3\gamma}\right)^{1/2} \Gamma\,(\beta + 2\sqrt{\beta^2 - 4\gamma\,(\alpha'\,(T - T_c) + am)}\,). \tag{4}$$

Так как существует однозначное соответствие между x и T: $x = (T - T_1)/G$ (G — постоянный градиент температуры), динамику параметра порядка можно описывать координатой x_0 расположения межфазной границы. Из (4) получаем уравнение для x_0

$$dx_0/dt = (c/3\gamma)^{1/2}\,\Gamma\,(-\beta - 2\sqrt{\beta^2 - 4\gamma\,(\alpha'\,(T\,(x_0) - T_c) + am\,(x_0)}\,). \tag{5}$$

Теперь динамика нашей системы описывается уравнениями (2) и (5). Существуют два стационарных решения уравнений (2), (5), отвечающих тому, что m в точке нахождения межфазной границы определяется сегнетофазой или парафазой соответственно

$$x_1 = G^{-1}\left(\left(T_c + \frac{3\beta^2}{16\gamma\alpha'}\right) - T_1 - \frac{aJM}{\alpha' A\,(0)} \exp\left(\frac{3\tilde{a}\beta}{4\gamma T_0}\right)\right),$$

$$x_2 = G^{-1}\left(\left(T_c + \frac{3\beta^2}{16\gamma\alpha'}\right) - T_1 - \frac{aJM}{\alpha' A\,(0)}\right),$$

$$m_i\,(x) = \frac{JM}{A\,(0)}\left(1 + \theta\,(x_i - x)\left(\exp\left(\frac{\tilde{a}\eta_0^2}{T\,(x)}\right) - 1\right)\right) \quad (i = 1,\ 2). \tag{6}$$

Оба этих решения неустойчивы относительно смещения границы между фазами в сторону другого стационарного состояния, поэтому в системе будут происходить незатухающие колебания между двумя седлообразными точками фазового пространства (x_0, $m\,(x)$). Сценарий событий при образовании в образце сегнетоэлектрика-полупроводника градиента температуры (при повышении температуры одного конца образца выше температуры T_0) следующий. Вблизи «горячего» торца образца образуется межфазная граница и начинает двигаться со скоростью v (4) вдоль образца, пока не достигает точки с координатой x_1. После этого начинается уменьшение числа электронов на уровнях прилипания в области парафазы, и когда вблизи точки x_1 значение m становится меньше m_0 (m_0 определяется условием $v(m_0)=0$), скорость межфазной границы становится отличной от нуля и начинается ее движение к точке с координатой x_2. После этого начинается увеличение числа электронов на уровнях прилипания в области вновь образовавшейся сегнетофазы и т. д. Амплитуда колебаний равна $\Delta x=x_2-x_1$. Частота колебаний определяется характерным временем термозаброса.

Заметим, что подобные колебания с $\Delta x\sim 0.02$ см и $w \lesssim 1$ Гц при $G\sim 50$ град/см наблюдались в SbSI [1]. В соответствии с нашей теорией такая амплитуда может быть получена при интенсивности освещения $\sim 5\cdot 10^{13}$ фотон/см$^2\cdot$с и $G\sim 20$ град/см.

Литература

[1] Фридкин В. М., Горелов М. И., Греков А. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 49. № 7. С. 461—464.
[2] Струков Б. А., Давтян А. В., Соркин Е. Л., Минаев К. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1985. Т. 49, № 2. С. 276—278.
[3] Бурсиан Э. В., Гиршберг В. П., Калимуллин Р. Х. и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2825—2826.
[4] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979.
[5] Мамин Р. Ф., Тейтельбаум Г. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 7. С. 326—329.

Казанский физико-технический институт КФ АН СССР
Казань

Поступило в Редакцию 18 июля 1988 г.

УДК 538.9—105 : 546.87'21 . 542.422.27

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ЭПР Fe^{3+} В $Bi_{12}SiO_{20}$: Fe: РОЛЬ РЕОРИЕНТИРУЮЩЕГОСЯ ДЫРОЧНОГО ЦЕНТРА

В. С. Вихнин, Л. Б. Кулева, Е. И. Леонов, $\boxed{\text{В. М. Орлов}}$

Важную роль при формировании физических свойств монокристаллов силленитов играют характерные дефекты, проявляющие релаксационные динамические свойства [1-7]. Однако природа этих дефектов до последнего времени остается малоизученной.

В настоящей работе на основе радиоспектроскопических исследований предложена и рассмотрена модель релаксирующего дефекта в $Bi_{12}SiO_{20}$, которая позволяет объяснить как характеристики и температурное поведение формы линии ЭПР, так и другие релаксационные свойства силленитов.

В качестве метода исследования использован метод ЭПР, где роль парамагнитного зонда играл ион в S-состоянии — примесь замещения Fe^{3+}. Спектр ЭПР ионов Fe^{3+} в $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), описываемый кубическим спин-гамильтонианом с параметрами $g=2.004\pm 0.004$, $a=|\,4.9\pm 0.5\,|\times 10^{-3}$ см$^{-1}$ ($T=10$ K), исследовался в широком диапазоне температур $T=10\div 520$ K. С ростом температуры наблюдаются сближение и уширение отдельных компонент тонкой структуры (ТС) спектров, которые при температурах ниже 250 K частично разрешены в ориентации $\varphi=0°$ ($\varphi=\widehat{\mathbf{H}\mathbf{z}}$, $\mathbf{z}\parallel[100]$). На рисунке приведено температурное изменение полуширин центральной и боковых компонент ТС, полученных при разложении спектра на пять линий лоренцевой формы (методом конфигураций [8]).