PROCEEDINGS OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

ՏԵՂԵԿԱԳԻԴ ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՉԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК <u>АРМЕНИИ</u>



ΦИЗИКА- 5hQhuu-PHYSICS

Журнал издается с 1966 г. Выходит 6 раз в год на русском, армянском и английском языках.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор

Э. Г. Шароян, зам. главного редактора Вил. М. Арутюнян

А. А. Ахумян

- Г. А. Вартапетян
- Э. М. Казарян
- А. О. Меликян
- А. Р. Мкртчян
- В. О. Папанян
- А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

- Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
- է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
- Վիլ.Մ. Հարությունյան
- Ա. Ա. <ախումյան
- <. <. Վարդապետյան
- է. Մ. Ղազարյան
- Ա. <. Մելիքյան
- Ա. Ռ. Մկրտչյան
- Վ. Օ. Պապանյան
- Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

- VI.M. Aroutiounian, editor-in-chief
- E. G. Sharoyan, associate editor
- Vil.M. Harutynyan
- A. A. Hakhumyan
- H. H. Vartapetian
- E. M. Kazarian
- A. O. Melikyan
- A. R. Mkrtchyan
- V. O. Papanyan

8 24

A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

1. 555.

Адрес редакции: Республика Армения, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն, 375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ։

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av., Yerevan, 375019, Republic of Armenia Известия НАН Армении, Физика, т.31, №5, с. 183-189 (1996)

1 maters Decentration

УДК 636 24:519.7 3

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В АНИЗОТРОПНОМ ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТАХ

Л.Ш.ГРИГОРЯН, Г.Ф.ХАЧАТРЯН, Х.В.КОТАНДЖЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 1 сентября 1994 г.)

Методами теории клеточных автоматов рассчитано стационарное распределение температуры в длинной полой проволоке из анизотропного вещества. Температуры сред вне проволоки и внутри полости считаются фиксированными.

1. Введение

Введенные фон Нейманом [1] клеточные автоматы (КА) применяются для моделирования различных процессов и систем в вычислительной технике, биологии, физике (рост кристаллов, динамика жидкостей, солитоны) и других областях естествознания [2,3]. В предлагаемой работе КА используются для определения температуры в полом анизотропном твердом теле.

k-мерный КА определяется четверкой величин (k, S, N, F). Клетки распределяются в k-мерном множестве Z^k целых чисел $Z = \{\dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots\}$ и отождествляются с его элементами $I \in Z^k$. Каждая клетка находится в состоянии $x(I) \in S$ (множество состояний), а ее окрестность $N = \{I + I_1, I + I_2, \dots, I + I_n\}$ определяется набором $\Delta N = \{I_1, I_2, \dots, I_n\}$ относительных координат $I_j \in Z^k$; $j=1,2,\dots,n$. Локальная функция перехода F определяет состояние каждой клетки I в момент времени $t + \Delta t$: $x(t + \Delta t, I)$, в зависимости от состояния соседних клеток в момент времени t

 $x(t + \Delta t, I) = F[x(t, I + I_1); x(t, I + I_2); \dots x(t, I + I_n)]$ (1)

Множество состояний всех клеток называют конфигурацией $c = \{x(I), I \in Z^k\}$ КА. Вводят также глобальную функцию G_F ,

отображающую множество конфигураций само в себя. По определению

$$G_F(c_1) = c_2 \tag{2}$$

тогда и только тогда, когда

(在)时间的现在分

the start of the start is

$$x_{1}(I) = F[(x_{1}(I+I_{1}),x_{1}(I+I_{2}),...,x_{1}(I+I_{n})]$$
(3)

для всех $I \in Z^k$. Функция G_F описывает динамику КА: КА движется от конфигурации *c* в момент времени *t* к конфигурации $G_F(c)$ в момент времени $t + \Delta t$. Последовательность *c*, $G_F(c)$, $G_F^2(c)$ называют орбитой *c*.

КА – простые динамические системы с удивительным многообразием проявлений [3]. Будучи дискретными системами они приспособлены к точному моделированию на компьютере.

Теперь перейдем к рассмотрению полого тела (шар, цилиндр, полая проволока и т.д.) из анизотропного вещества с заданными температурами сред за его пределами и внутри полости. Будем предполагать, что плотность потока тепла определяется выражениями

$$q = \sum_{i=1}^{3} q_i e_i, \qquad q_i = -\lambda_i \frac{\partial T}{\partial x_i}, \qquad (4)$$

где T – температура, λ_1 , λ_2 , λ_3 – заданные коэффициенты теплопроводности, а e_i – орты декартовой системы координат, ориентированные вдоль осей симметрии анизотропного вещества: $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$. В случае $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$ (4) переходит в закон Фурье [4,5] для плотности потока тепла в изотропном веществе. В соответствии с (4) уравнение, описывающее процесс распространения теплоты, имеет вид:

$$\rho c_{\mathbf{v}} \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_i} (\lambda_i \frac{\partial T}{\partial x_i}) + Q, \qquad (5)$$

где ρ -плотность, c_v -теплоемкость вещества, а $Q(t, \mathbf{r})$ -заданная плотность источника тепла.

Тело и прилегающие к нему области разобьем на 3-хмерные клетки, ребра которых параллельны осям симметрии анизотропного вещества. Совместив начало системы координат с центром одной из клеток, координаты клеток (точнее, их центров) представим в виде m_1l_1, m_2l_2, m_3l_3 , где $(m_1, m_2, m_3) = I \in Z^3$. Размеры клеток l_1, l_2, l_3 выберем настолько малыми, чтобы можно было пренебречь изменением температуры в их объеме. Введем 3-хмерный КА (3, T, N, F), в котором состояние клетки отождествляется с ее температурой T, а ее окрестностью считается множество прилегающих к ее граням соседних клеток вместе с самой этой клеткой:

$$I_{1} = (-1,0,0) \qquad I_{2} = (1,0,0) \qquad I_{3} = (0,-1,0) \\ I_{4} = (0,1,0) \qquad I_{5} = (0,0,-1) \qquad I_{6} = (0,0,1) \qquad I_{7} = (0,0,0).$$
(6)

Локальную функцию перехода определим в виде

$$F(x_1, x_2, ..., x_7) = x_7 + \frac{\Delta t}{\rho c_v} \Delta F(x_1, x_2, ..., x_7), \tag{7}$$

где

$$\Delta F = \begin{cases} Q = \sum_{i=1}^{6} \alpha_{\mu} (x_i - x_7) \lambda_{\mu} / l_{\mu}^2, & \text{если } I \in V \\ 0, & \text{если } I \notin V \end{cases}$$
(8)

множество клеток, расположенных в веществе:

$$\alpha_{\mu}^{-1} = \begin{cases} 1, & \text{если } I + I_{i} \in V \\ 1/2 + \lambda_{\mu} / a I_{\mu}, & \text{если } I + I_{i} \notin V \end{cases}$$
(9)

а-коэффициент теплоотдачи тела (считаем скалярной величиной) и, наконец, индекс

$$\mu = \mu(i) = \begin{cases} npu & i = 1,2 \\ npu & i = 3,4 \\ npu & i = 5,6. \end{cases}$$
(10)

Необходимо задать также: состояние клеток, прилегающих к телу: $\{T(t,I); I \in Z^3/V\}$, плотность источников тепла: $\{Q(t,I); I \in V\}$, а также начальные состояния клеток в веществе: $\{T(t_o,I); I \in V\}$. При подходящем выборе параметров Δt , l_1 , l_2 , l_3

$$\frac{Q\Delta t}{\rho c_{\rm v} T} \ll 1, \quad F_o \ll \frac{1}{6},\tag{11}$$

конфигурация КА $c(t) = \{T(t, I); I \in Z^3\}$ со временем будет изменяться плавным образом, а функция T(t, I) будет аппроксимировать соответствующее решение уравнения (5). В (11)

E

$$F_o = \frac{1}{3} \left(\frac{\lambda_1}{l_1} + \frac{\lambda_2}{l_2} + \frac{\lambda_3}{l_3} \right) \frac{\Delta t}{\rho c_v}$$
(12)

- безразмерный параметр, описывающий нестационарную задачу теплопроводимости (число Фурье). В случае, когда последовательность элементов орбиты $c_o = \{T(t_o, I); I \in Z^3\}$ стремится к определенному пределу

$$\lim_{n \to \infty} D_F^n(c_0) = c_s = \{T_s(I); I \in Z^3\},$$
(13)

КА со временем будет стремиться к стационарному режиму, соответствующему распределению температуры T_s в веществе.

2. Результаты численных расчетов

В процессе работы КА "перебирает" элементы орбиты: $c_o, D_F(c_o), D_F^2(c_o),....Их$ можно аппроксимировать плавной кривой

$$c(t) = \{T(t, I); I \in \mathbb{Z}^3\}.$$
(14)

В свою очередь, T(t, I) можно аппроксимировать гладкой гиперповерхностью $T(t, \mathbf{r})$, которая будет являться решением уравнения (5), если выполнены условия (11).

Численные расчеты проводились для двумерной задачи: модель бесконечно длинного (вдоль оси $x_3 = z$) полого тела (полая проволока). В этом случае решения (5) зависят от λ_1 и λ_2 и двух пространственных координат $x_1 = x$ и $x_2 = y$. Сечение внешней поверхности проволоки плоскости z = const было выбрано в виде эллипса, повернутого на угол φ_2 (по отношению к осям симметрии вещества проволоки), а внутренней поверхности – в виде смещенного (x_0, y_0 – координаты век-тора смещения) и повернутого на угол φ_1 эллипса меньших размеров (рис.1). Температуры сред внутри полости и вне проволоки считались постоянными ($T_1^{(o)}$ и $T_2^{(o)}$ соответственно). На рис.1 приведены

результаты расчетов при

$$Q = 0; \quad \rho c_v / \lambda_1 = 2100; \quad \lambda_2 / \lambda_1 = 10; \quad a / \lambda_1 = 100;$$

$$\varphi_2 = 165^\circ; \quad r_2 = 2,4; \quad e_2 = 0,65; \quad x_o = -0,5; \quad (15)$$

$$y_o = -0,4; \quad \varphi_1 = 108^\circ; \quad r_1 = 1,2; \quad e_1 = 0,90,$$



Рис.1. Распределение температуры в длинной полой проволоке из анизотропного вещества (оси симметрии указаны векторами \mathbf{e}_{x} и \mathbf{e}_{y}). Рядом с кривыми (изотермы) указаны соответствующие значения температуры. Внутри полости и вне проволоки температуры сред равны $T_{1}^{(o)} = 100$ и $T_{2}^{(o)} = 0^{o} C$ соответственно.

где r_i , e_i – большая полуось и эксцентриситет внешнего (i=2) и внутреннего (i=1) эллипсов (единицы СГС). В частном случае полого цилиндра из изотропного вещества

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda, \quad e_1 = e_2 = x_o = y_o = 0, \quad T_1^{(o)} > T_2^{(o)}$$
 (16)

температура определяется формулой [4,6]

$$T = T_1 - \frac{q'}{2\pi\lambda} \ln \frac{r}{r_1}, \qquad T_1 = T_1^{(o)} - \frac{q'}{2\pi\alpha r_1}, \qquad (17)$$

где Г – расстояние от оси цилиндра, $r_1 \le r \le r_2$,

$$q' = 2\pi\lambda \frac{T_1 - T_2}{\ln(r_2/r_1)} = \frac{2\pi (T_1^{(o)} - T_2^{(o)})}{\frac{1}{ar_1} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{ar_2}}$$
(18)

– тепловой поток через единицу длины поверхности цилиндра за единицу времени, а T₁ и T₂-температуры на внутренней и внешней поверхности цилиндра. Данные (17) и результаты наших расчетов (в случае (16)) совпадают с относительной точностью порядка 0,3%.

Коэффициенты теплопроводности большинства материалов зависят от температуры: $\lambda_i = \lambda_i(T)$. Это обстоятельство может заметно влиять на тепловые потоки и распределение температуры в веществе. Рис.2 иллюстрирует это обстоятельство на примере полого цилиндра из кварна (SiO₂) в предположении ____≈ 0,05 и

$$\lambda(T) = 5.9T^2 - 3.77 \cdot 10^3 T + 1.13 \cdot 10^6$$
 при $0 \le T \le 300^{\circ} C$ (19)
(аппроксимация данных [7] о коэффициенте теплопроводности вдоль
третьего направления в кристаллическом кварце). Как видим, отличие в
результатах расчетов с переменным (кривая 1) и постоянным (кривая 2) λ
порядка 10% при градиенте температуры

(a) тр pe

$$\frac{T_1^{(o)} - T_2^{(o)}}{r_2 - r_1} = 250.$$
 (20)



Рис.2. Зависимость безразмерной температуры $(T - T_2)/(T_1 - T_2)$ от безразмерного расстояния (r - r₁)/(r₂ - r₁) до оси полого цилиндра из кварца (SiO₂). 1-кривая, учитывающая зависимость коэффициента теплопроводности λ от температуры T (см.(19)). 2-результаты расчетов по формуле (17) с постоянным λ , равным значению $\lambda(T)$ при $T = (T_1^{(o)} + T_2^{(o)})/2; T_1^{(o)} = 300$ и $T_2^{(o)} = 0^{\circ}C, r_1$ и r_2 внутренний и внешний радиусы цилиндра.

КА можно пользоваться в случае теплоизолированной поверхности тела, конвективного отвода тепла с поверхности тела, анизотропного вещества с произвольной группой симметрии и т. д.

the state of the s

В конечном счете метод КА эквивалентен разностным методам численного решения уравнения теплопроводности. Например, в случае

изотропного вещества он совпадает с одним из традиционных методов, изложенным в [4] (явный метод). Наряду с этим, методы теории КА наглядны и очень эффективны. Их использование может существенно упростить решение уравнения теплопроводности в случае сложной топологии твердого тела и в ряде других случаев.

Авторы признательны проф. А.Р.Мкртчяну и проф. Л.Шимански-Гайеру за ценные обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Дж. Фон Нейман. Теория самовоспроизводящихся автоматов. М., Мир, 1971.
- 2. T.Toffoli. Physika, 10, 117, (1984).
- 3.T.Toffoli, N.Margolus. Cellular Automata Machines. A New Environment for Modeling,

Cambridge, The MIT Press, 1987.

- 4. Ф.Крейт, У. Блэк. Основы теплопередачи. М., Мир, 1983.
- 5. Дж. Блейкмор. Физика твердого тела. М., Мир, 1988.
- 6. Б.М.Яворский, А.А.Детлаф. Справочник по физике. М., Наука, 1968.
- Акустические кристаллы. Справочник. Под ред. М.П. Шаскольской, М., Наука, 1982.

ON THE DISTRIBUTION OF TEMPERATURE IN INHOMOGENEOUS SOLID AND CELLULAR AUTOMATA

L.SH.GRIGORIAN, H.F.KHACHATRIAN, KH.V.KOTANGIAN

Stationary distribution of the temperature in the infinite hollow wire made of anisotropic matter is calculated by means of the theory of cellular automata. Temperatures of media outside the wire and inside the cavity are assumed to be constant.

ԱՆԻՋՈՑՐՈՊ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆՈՒՄ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԲԱՕԽՄԱՆԵՎ ԲՋՋԱՅԻՆ ԱՎՏՈՄԱՏՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Լ.Ծ.ԳՐԻԳՈՐՑԱՆ, Հ.Ֆ.ԽԱՉԱՏՐՑԱՆ, Խ.Վ.ՔՈԹԱՆՋՑԱՆ

Aջջային ավտոմատների տեսության մեթոդներով հաշվարկված է ջերմաստիճանի ստացիոնար բաշխումը անիզոտրոպ նյութից պատրաստված, երկար, սնամեջ լարում։ Միջավայրի ջերմաստիճանը լարից դուրս և խոռոչի ներսում համարվում է ֆիքսված։

the spectrum of the second second

Известия НАН Армении, Физика, т.31, №5, с.190-201 (1996)

YAK 535.621.372 Market and the state of the

СКАЧКИ И ГИСТЕРЕЗИСЫ ПРИ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОМ ПЕРЕХОДЕ ФРЕДЕРИКСА. ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КОНЕЧНОСТЬЮ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭНЕРГИИ НЕМАТИКА

С.Р. НЕРСИСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 сентября 1995г.)

Предсказываются эффекты скачков и гистерезисов состояния ориентации нематического жидкого кристалла при переходе Фредерикса в световом поле, обусловленные конечностью энергии связи директора с граничащей с ним средой.

the property of the transmitter to the property is and

Введение

the finance will be the sound and the subscription of the переориентации директора нематического Эффекты жидкого кристалла (НЖК) во внешних (магнитных, квазистатических электрических, световых) полях достаточно хорошо исследованы, однако продолжают привлекать к себе внимание исследователей в связи с их специфическими особенностями. Речь, в частности, идет о том, что устойчивое равновесное состояние ориентации молекул НЖК при непрерывном изменении внешних управляющих параметров (например, напряженностей полей) может стать неустойчивым, вследствие чего плавное поведение системы может претерпеть скачки и приобрести гистерезисный характер. Так, например, в работах [1,2] была рассмотрена двухпараметрическая неустойчивость НЖК – возникновение скачков ориентации директора в окрестности точки перехода Фредерикса (ПФ) в магнитном поле, приложенном наклонно к плоскости ячейки с НЖК. Рассмотрение проводилось на основе анализа с точки зрения теории особенностей Уитни [3] и было показано, что при плавном изменении напряженности магнитного поля (управляющими параметрами при этом служили х и у компоненты магнитного поля) состояние ориентации претерпевает скачки (катастрофа сборки [3,4]). В работах [5.6]

190.

аналогичные эффекты были исследованы при ПФ в скрещенных электрическом и магнитном полях для НЖК с наклонной ориентацией директора на границах. Здесь так же, как и в предыдущих работах были использованы элементы теории бифуркаций и катастроф [4]. Недавно аналогичные эффекты были предсказаны и исследованы при управлении состоянием ориентации НЖК с помощью разности потенциалов приложенных к ячейке двух электрических полей и их частот [7].

Более детальный анализ неустойчивостей, бистабильностей и процессов скачкообразных изменений состояний ориентации НЖК проведен в [8], при плавном изменении таких внешних параметров, как напряженности полей, шаг холестерической спирали хиральных добавок и т.д. Рассмотрение этих процессов с помощью законов сохранения и интегралов равновесий для ЖК и с точки зрения теории бифуркаций и катастроф позволило получить конкретные результаты для ряда задач: ячейка с закрученным нематиком, планарно-ориентированный холестерик, гомеотропно-ориентированный нематик в присутствии хиральных молекул и т.д.

работах [9,10] явления катастроф были исследованы при B светоиндуцированных ориентационных эффектах в НЖК. Причем, рассматривались режимы как беспороговой [9], так и пороговой [10] переориентации директора. В частности, было показано, 4TO светоиндуцированный переход Фредерикса (СПФ) — световой аналог пороговой переориентации директора в статических полях, можно трактовать как частный случай катастрофы типа "бабочка". Как известно (см., например, [4]), данной катастрофой описываются все возможные неустойчивости, которые могут иметь место в системе C одним управляемым и четырьмя управляющими параметрами.

Отметим однако, что в перечисленных выше работах исследования проводились для таких ячеек с НЖК, сцепление молекул которого с ограничивающими поверхностями считалось абсолютно жестким. Это ориентация означает, ЧТО директора на границах слоя является неизменной при любых значениях внешних полей и для исследования искаженных равновесных структур порогов выше внешних дестабилизирующих факторов достаточно минимизировать только объемную свободную энергию НЖК.

В настоящей работе показано, что учет конечности поверхностной энергии обусловливает ряд скачкообразных и гистерезисных эффектов при управлении состоянием ориентации директора интенсивностью световой волны или напряженностью стабилизирующих исходное состояние НЖК магнитного либо электрического поля и параметром степени жесткости ориентации директора на границах слоя. Использование известной идеологии теории бифуркаций и катастроф [3,4], связывающей возможные типы неустойчивостей системы с числом перечисленных выше управляющих параметров, позволяет легко интерпретировать эти эффекты.

1. Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим ячейку с НЖК, заполняющую область пространства $0 \le z \le L$, на границах которой имеется нежесткая связь директора n с ограничивающими поверхностями. Последние могут быть подложками из твердого вещества либо имеется в виду слой НЖК с двумя [11], поверхностями т.е. когда молекулы НЖК свободными соприкасаются непосредственно с окружающим воздухом. С целью поддержания достаточно однородной исходно гомеотропной ориентации директора допустим, что нормально к слою (вдоль оси z) приложено статическое магнитное поле напряженностью Н = е, Н. Пусть на такой слой вдоль оси z падает монохроматическая плоская световая волна. комплексная амплитуда E(r) электрического поля которой связана с вещественным вектором напряженности. соотношением $E(r,t) = 0.5(E + E^*).$

Как известно, такая волна при превышении ее интенсивности некоторого порогового значения вызывает переориентацию директора – световой переход Фредерикса [12]. Свободная энергия F единицы объема НЖК в присутствии стабилизирующего исходную ориентацию НЖК магнитного поля имеет вид

$$F = \frac{1}{2}K_1(\text{divn})^2 + \frac{1}{2}K_2(\text{nrotn})^2 + \frac{1}{2}K_3[\text{nrotn}]^2 + \frac{\chi_a}{2}(\mathbf{n}\mathbf{H})^2 - \frac{\varepsilon_a}{16\pi}(\mathbf{n}\mathbf{E})(\mathbf{n}\mathbf{E}^*).$$
 (1)

to be the section

В (1) K_{l} , K_{2} , K_{3} — константы упругости НЖК, χ_{σ} — анизотропия диамагнитной поляризуемости, $\varepsilon_{\alpha} = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК на оптических частотах.

В работах [13,14] было указано, что свободная энергия Λ единицы поверхности НЖК должна иметь вид функции, обладающей минимумом при значении $\mathbf{ne}_z = \cos\theta_0$, где θ_0 — наиболее выгодное значение угла директора на поверхности. Если, следуя [13,14], ограничиться членами не выше второго порядка по **n**, и кроме того, исключить линейные по **n** слагаемые, ввиду эквивалентности направлений **n** и -**n**, то выражение для ориентационно зависящей части поверхностной энергии можно записать в виде

$$\Lambda = \frac{1}{2} \sigma_a (\mathbf{n} \mathbf{e}_z)^2.$$
 (2)

Очевидно, при этом получаются лишь два возможных значения для наиболее выгодного угла $\theta_0: \theta_0 = 0$ при $\sigma_2 < 0$ и $\theta_0 = 90^0$ при $\sigma_2 > 0$.

Критерием степени жесткости ориентации директора на поверхностях служит следующее: если полная толщина ячейки L много больше параметра K/σ_2 , имеющего размерность длины (K – средний коэффициент упругости НЖК), то действие граничащей с НЖК поверхности сводится к заданию жесткой ориентации директора. В обратном случае $L < K/\sigma_a$ эта поверхность не оказывает ориентирующего действия на директор, т.е. имеется слабое закрепление молекул НЖК с ограничивающей средой. Практически такая ситуация имеет место, например, для слоя НЖК с двумя свободными поверхностями ($\sigma_2 \approx 10^{-5}$ эрг/см²) [11].

Минимизация полной свободной энергии $F = \int F dv + \int L ds$ с учетом выражений (1) и (2) для F и Λ приводит к следующему вариационному уравнению и граничным условиям для угла поворота директора:

$$(1-k\sin^2\varphi)\frac{d^2\varphi}{dz^2} - k\sin\varphi\cos\varphi\left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2\frac{I}{I_{\Phi}}\frac{\sin\varphi\cos\varphi}{(1-\gamma\sin^2\varphi)^{3/2}} - \frac{1}{2}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1$$

$$-\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \frac{H^2}{H_{\Phi}^2} \sin\varphi \cos\varphi = 0, \qquad (3a)$$

$$[-K_3 \cos\varphi \frac{d\varphi}{dz} + \left|\sigma_a \right| \sin\varphi]_{z=0} = 0, \tag{36}$$

$$[k_3 \cos\varphi \frac{\omega' \sigma}{az} + \left|\sigma_a \right| \sin\varphi]_{x=L} = 0.$$
(3B)

В (3) угол φ определяет директор соотношением $\mathbf{n} = \{n_{x}, 0, n_{z}\} = \{\cos\varphi, 0, \sin\varphi\}, k = (K_{3} - K_{1})/K_{3}, \gamma = \varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{a}, I$ — интенсивность све.. і волны, $I_{\Phi} = c\varepsilon_{\parallel}K_{3} \pi^{2} / \varepsilon_{a}\varepsilon_{\perp}^{1/2}L^{2}$ — пороговая интенсивность СПФ, $H_{\Phi} = (K_{3} / \chi_{a})^{1/2} (\pi / L)$ — пороговая напряженность ПФ для ячейки НЖК с абсолютно жесткой ориентацией директора на границах, *c* — скорость света в вакууме. При получении (3) нами были использованы конкретные выражения для компонент светового поля из расоты [15], получ- чные в приближении геометрической оптики.

A. A. M. Marriel

entres treats

s diffet connection at Annal a thirt connection

Линеаризуем сначала (3а) по т.е. будем считать возмущения директора световым полем малым (q <<!) этяя при этом члены $\sim q$. Тогда поиск решения получе чести уравнения в .

$$p(z) = c_1 \sin hz + c_2 \cos hz \tag{4}$$

и требование, чтобы удовлетворялись граничные условия (36,в), приводят к выражению для пороговой и тенсивности СПФ:

$$I_{nop} = \frac{c\varepsilon_{\rm II}}{\varepsilon_a \varepsilon_{\perp}^{1/2}} (K_3 h^2 + \chi_a H^2), \qquad (5a)$$

$$tghL = 2\xi \frac{hL}{(hL^2) - \xi^2}, \quad \frac{c_2}{c_1} = \frac{hL}{\xi}, \quad \xi = \frac{|\sigma_a|L}{K_3}.$$
 (56)

Таким образом, в случае конечной энергии связи директора НЖК с гоаничащей с ним средой пороговая интенсивность СПФ сложным образом (посредством трансцендентного угавнения (55)) зависит от параметра ξ , характеризующего фактически степень жесткости ориентации директора на границах ячейки. Тем самым гоявляется еще одна возможность (кроме интенсивности света, нагряженности магнитного поля и т.п.) управления ходом (порогом и надпороговой структурой) СПФ.

Для исследования надпороговой стационарной структуры светоиндуцированных деформаций директора нужно решить уравнение (3а). Здесь же будем считать превышение интенсивности световой волны над порогом I_{nop} малым и оставим в (3а) члены $\sim \varphi^5$. Тогда, предварительно умножив (3а) на φ и интегрируя по толщине ячейки L, с учетом (4) получим

$$\varphi_m(G\varphi_m^4 + B\varphi_m^2 + C) = 0, \qquad (6)$$

где $\varphi_m = (c_1^2 + c_2^2)^{1/2}$ — максимальное отклонение директора от невозмущенного направления. В (6) коэффициенты *G*, *B*, *C* зависят от материальных констант НЖК, а также от степени жесткости ориентации директора ξ . В предельном случае $\xi \rightarrow \infty$, т.е. когда имеется абсолютно жесткая связь директора, получаются выражения для этих коэффициентов, хорошо известные из литературы [10]. В дальнейшем нас будет интересовать случай слабого закрепления, т.е. когда $\xi <<1$. В этом случае выражения для вышеуказанных коэффициентов имеют вид

$$C = 1 - \frac{\pi^2}{2\xi} (\rho - \mu), \quad \rho = \frac{I}{I_{\Phi}}, \quad \mu = \frac{H^2}{H_{\Phi}^2}, \tag{7a}$$

$$B = 1 - \frac{9}{4}\gamma - \frac{3}{2}k + \frac{3}{4}k\xi - \frac{9}{8}\frac{\pi^2}{\xi}\gamma\mu.$$
(76)

Коэффициент G (выражение для которого из-за громоздкости здесь не приводим) имеет порядок $G \sim 0.1$ и слабо зависит от параметра ξ .

Уравнение равновесия вида (6) было получено в работах [8,10] для НЖК с абсолютно жесткими граничными условиями.

В частности, в [8] проведен детальный анализ поведения всех пяти решений φ_m^i (*i*=0:4) этого уравнения, а также соответствующего ему выражения для свободной энергии в зависимости от управляющих параметров *B* и *C*. Не остановливаясь на подробностях, укажем лишь, что при плавном изменении этих параметров ориентация директора (величина φ_m) претерпевает катастрофические скачки из одного устойчивого равновесного состояния в другое. Наряду со скачками величина φ_m приобретает также гистерезисное поведение относительно увеличения и уменьшения величин, характеризующих внешние воздействия. Область изменения этих величин, когда имеют место эффекты скачков и гистерезисов, заключена линиями C=0 и $C=B^2/2G$ (т.н. бифуркационная область). В качестве управляющих параметров для обсужденной нами задачи могут быть интенсивность световой волны, напряженность магнитного или электрического поля, а также степень жесткости ориентации директора и т.д.

2. Управление состоянием НЖК интенсивностью света и степенью жесткости ориентации

В качестве двух параметров управления состоянием ориентации НЖК выберем интенсивность падающей световой волны и параметр ξ , характеризующий степень жесткости ориентации директора. При этом будем считать другие параметры, характеризующие как НЖК, так и внешние воздействия, фиксированными. Тогда плоскость параметров (ρ , ξ) разбивается на три различные части (рис.1а). Каждой точке из части I соответствует одна, из части II – три, а из части III – пять точек на соответствующей поверхности равновесия $\varphi_m = \varphi_m(\rho, \xi)$.

Рассматривая при этом уравнения C=0 и $C=B^2/4G$ как уравнения, определяющие зависимость между интенсивностью света *I* и параметром ξ получим, что бифуркационная область заключена между кривыми

$$\rho = \frac{2\xi}{\pi^2} + \mu, \tag{8a}$$

$$\rho = \frac{2\xi}{\pi^2} (1 - \frac{B^2}{4G}) + \mu \tag{86}$$

для всех значений $0 \le \xi \le \xi_k$, где

$$\xi_k = \frac{2}{3k} \left[-B_0 + (B_0^2 + \frac{27}{4} k \gamma \mu)^{1/2} \right], \quad B_0 = 1 - \frac{9}{4} \gamma - \frac{3}{2} k. \tag{9}$$

Эта область фактически представляет собой множество точек на плоскости

Weing of the

параметров (ρ, ξ), имеющих пять прообразов на поверхности равновесия $\varphi_m = \varphi_m(\rho, \xi)$, и соответствует области III на рис.1а. Величина ξ_k , являющаяся точкой пересечения кривых (8), определяет то значение степени жесткости ориентации НЖК, меньше которого зависимость максимального угла переориентации φ_m от интенсивности света *I* приобретает скачкообразное и гистерезисное поведение.



Рис.1. а) Плоскость управляющих параметров (ρ, ξ). Каждой точке из области I соответствует один, из области II – три, а из области III – пять прообразов на поверхности равновесия $\varphi_m = \varphi_m$ (ρ, ξ); б) плоскость управляющих параметров (μ, ξ).

Из рис. la видно, что если значение ξ фиксировано и больше ξ_k , то увеличение ρ приводит к неустойчивости состояния $\varphi_m^{(0)}$ и плавному установлению бистабильного состояния $\varphi_m^{(1,2)}$. При обратном ходе, т.е. при уменьшении ρ переход от бистабильного состояния к невозмущенному состоянию с $\varphi_m^{(0)} = 0$ опять-таки происходит плавным образом и , следовательно, в этом случае имеет место СПФ в его обычном смысле, как фазовый переход второго рода [12]. В случае же $\xi < \xi_k$ при увеличении ρ до некоторого значения ρ' , определяемого уравнением (8a), происходит скачок φ_m из состояния $\varphi_m^{(0)} = 0$ в состояния, соответствующие переориентациям $\varphi_m^{(3/4)}$. При уменьшении ρ

определяемого уравнением (86), меньшем, чем ρ' . Очевидно, при этом имеет место СПФ, как фазовый переход первого рода, где роль параметра порядка играет величина φ_m .

Рассмотрим теперь ситуацию, когда интенсивность световой волны фиксирована и меняется параметр ξ . При этом (см. рис.1а), если значение ρ находится в области $\rho \ge \rho_k$, где $\rho_k = 2\xi_k / \pi^2 + \mu$, то уменьшение параметра ξ до значения $\xi' = \pi^2 (\rho - \mu)/2$ приводит к плавному переходу из состояния $\varphi_m^{(0)} = 0$ в состояние с $\varphi_m^{(1,2)}$. Обратный переход также происходит без каких-либо скачков. В случае $\mu < \rho < \rho_k$ уменьшение ξ приводит в точке $\xi = \xi'$ к скачку величины φ_m из состояния $\varphi_m^{(0)} = 0$ в состояние $\varphi_m^{(3)}$ либо $\varphi_m^{(4)}$. При последующем увеличении параметра ξ переход в состояние $\varphi_m^{(0)} = 0$ происходит опять-таки скачкообразно, но при-значении $\xi'' > \xi'$, определяемом из (86).

3. Скачки при управлении магнитным полем и параметром степени жесткости

В случае, когда управление ведется магнитным полем (параметр μ) и параметром ξ , бифуркационная область имеет вид, изображенный на рис.16 (область III). Область I соответствует состоянию с одним, а область II — с тремя действительными значениями переориентации φ_m . Для данного фиксированного ξ внутри этой области интервал изменения μ когда имеют место эффекты скачков и гистерезисов величины φ_m , есть

and a state of the second

enand har industrial of States and Align carbon

$$\rho - \frac{2\xi}{\pi^2} \le \mu \le \rho - \frac{2\xi}{\pi^2} [1 - \frac{B^2(\xi)}{4G(\xi)}]. \tag{10}$$

Отличительной особенностью обсуждаемых здесь явлений катастроф по сравнению с ранее рассмотренными аналогичными эффектами [7,8,10] является то, что они происходят в полностью пространственноограниченной области управляющих параметров ρ , μ , ξ . Отметим также, что аналогичные эффекты имеют место также в присутствии стабилизирующего квазистатического электрического поля, вместо

магнитного, или же в присутствии обоих этих полей. Тем самым имеется возможность значительного обогащения количества и выбора различных пар управляющих параметров и получения самых разнообразных типов скачкообразного и гистерезисного поведения состояния ориентации директора НЖК.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе предсказан и исследован ряд эффектов катастроф состояния ориентации директора при СПФ, обусловленных конечностью поверхностной энергии НЖК. Показано, что наряду с традиционными управляющими параметрами, такими, как интенсивность световой волны, напряженности внешних статических магнитных либо электрических полей и т.д., в этом случае управление состоянием НЖК можно вести также параметром степени жесткости ориентации директора.

Проведем численные оценки для НЖК МББА, который имеет следующие параметры: $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_3 = 7, 5 \cdot 10^{-7}$ дин, $\varepsilon_{11} = 3, 06$, $\varepsilon_{\perp} = 2, 37$. Тогда при отношении напряженности стабилизирующего магнитного поля к пороговой напряженности статического перехода Фредерикса $H/H_{\phi} \approx 0, 1$ из формулы (10) получим $\xi_k \approx 0, 1$. При этом для ρ_k имеем $\rho_k \approx 0, 03$. Напомним еще раз, что эффекты скачков и гистерезисов имеют место при $\rho < \rho_k$ и $\xi < \xi_k$.

В эксперименте эти эффекты можно обнаружить, проследив за изменением нелинейного набега фазы, прошедшей сквозь ячейку НЖК световой волны, например, по скачкообразному изменению числа колец аберрационной самофокусировки в стационарном состоянии при непрерывном изменении интенсивности света. Плавное же изменение параметра ξ можно осуществить, добавив постепенно в объем ячейки с НЖК определенное количество поверхностно активного вещества (ПАВ), либо изготовляя серию ячеек с различными процентными составами раствора ПАВ для предварительной обработки подложек ячейки. Методы измерения величины ξ известны и разнообразны [11-14]. Наиболее подходящим из них для данной задачи является метод, основанный на экспериментальном изучении зависимости пороговой интенсивности СПФ от квадрата напряженности магнитного поля (подробности см. в [11]). При этом, естественно, имеют место известные трудности, связанные со столь плавным изменением величины ξ и непосредственным контролем этого изменения. Несмотря на эти трудности, на наш взгляд, представляет определенный интерес доказательство хотя бы того факта, что при слабом сцеплении директора НЖК, начиная с некоторой величины этой "слабости", эффект СПФ имеет иной, нежели обычно, а именно, скачкообразный и гистерезисный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Васильев. ЖТФ, 53, 590 (1983).

1.145

See.

- 2. Ю. В. Васильев. ЖТФ, 54, 227 (1984).
- 3. Т. Брекер, Л. Ландер. Дифференциальные ростки и катастрофы. М., Мир.1977.
- 4. Т. Постон, И. Стюарт. Теория катастроф н се приложения. М., Мир, 1980.
- 5. T. Motooka, A. Fukuhara. J. Appl. Phys., 50, 3322 (1979).
- 6. Л. Г. Фел, Г. Э. Ласене. Кристаллография, 31, 726 (1986).
- 7. А. Р. Мкртчян, С. Р. Нерсисян, Н. В. Табирян. Кристаллография, 39, 348 (1994).
- 8. Р. С. Акопян, С. Р. Нерсисян. ЖЭТФ, 105, 129 (1994).
- 9. К. Е. Асатрян, А. Р. Мкртчян, С. Р. Нерсисян, Н. В. Табирян. ЖЭТФ, 95, 562 (1989).
- 10. К. Е. Асатрян, А. Р. Мкртчян, С. Р. Нерсисян, Н. В. Табирян. ЖТФ, 60, 84 (1990).
- С.Р.Нерсисян, В.О. Оганесян, В.Б. Пахалов, Н.В. Табирян, Ю.С.Чилингарян. Письма в ЖЭТФ, 36, 358 (1982).
- 12. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табирян. УФН, 147, 633 (1985).
- 13. H. Mada. Mol. Cryst. Liquid Cryst., 53, 127 (1979).

territer attack and and a the state of the second

marshall to a state of the

and the state of the state of the

and the president of the state states of the

- 14. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табирян. ЖЭТФ, 79, 2388 (1980).
- 15. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табирян. ЖЭТФ, 82, 1126 (1982).

JUMPS AND HYSTERESISES AT THE LIGHT-INDUCED FREDERICK'S TRANSITION DUE TO FINITNESS OF NEMATIC LIQUID CRYSTAL SURFACE ENERGY

S.R. NERSISYAN

and the starts

The effects of jumps and hysteresises of nematic liquid crystal orientation state at the Frederick's transition in a light field, due to a finitness of anchoring energy between the director and an interfacing medium, are predicted.

and the second

ՆԵՄԱՑԻԿԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՑԹԱՑԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՑԻ ՎԵՐՋԱՎՈՐՈՒԹՑԱՄԲ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԹՌԻՉՔՆԵՐ ԵՎ ՀԻՍԹԵՐԵՋԻՍՆԵՐ ՖՐԵԴԵՐԻՔՍԻ ԼՈԻՍԱՄԱԿԱԾՎԱԾ ԱՆՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ս.Ռ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ

կանխագուշակված են նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի կողմնորոշային վիճակի թռիչքների և հիսթերեզիսների երևույթներ լուսային դաշտում Ֆրեդերիքսի անցման ժամանակ, որոնք պայմանավորված են ուղղորդի կապի էներգիայի վերջավորությամբ նրան հարակցող միջավայրի հետ։ Известия НАН Армении, Физика, т.31, №5, с.202-208 (1996)

УДК 621.383

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК

the sale of a proprietable

В.М. АРУТЮНЯН, А.Т. ДАРБАСЯН, А.Л. КЕСОЯН, А.Л. МАРГАРЯН

Ерсванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 февраля 1996 г.)

Описана установка для получения тонких пленок CuInSe₂ методом осаждения из трех отдельных источников. Процесс напыления осуществляется и контролируется с помощью ЭВМ. Приведены езультаты некоторых измерений полученных пленок, свидетельствующие об их удовлетворительном качестве и соответствии заданной стехиометрии.

1. Введение

Одним из самых перспективных материалов, предложенных для использования в фотоэлектрических преобразователях солнечной энергии, является трехкомпонентное соединение со структурой халькопирита диселенид меди и индия (ДСМИ). CuInSe₂. Спектральная область фоточувствительности и эффективность солнечных элементов на их основе не уступают, а в ряде случаев и превышают параметры аналогичных кремниевых преобразователей. Как следует из последних публикаций [1-4], а также из докладов Л.Казмерского и С.Деба на конференции по материаловедению и физике вобновляемых источников энергии в Триесте осенью 1995 г., на основе ДСМИ получены солнечные элементы с КПД 17,1 %. Фирмой "Сименс Солар" подготовлены к производству модули мощностью 43,1 Вт, площадью 3832 см² и КПД 11,2 %.

Кроме того, это соединение имеет аномально высокий коэффициент оптического поглощения (3·10⁵ — 6·10⁵ см⁻¹ [2]), что дает возможность использовать структуры с толщиной примерно на два порядка меньшей, чем у тонкопленочных кремниевых солнечных элементов. Они, следовательно, намного экономичнее в силу меньшего расхода и дешевизны используемых материалов.

К числу през луществ солнечных элементов на основе ДСМИ следует отнести также их радиационную устойчивость и стабильность параметров во времени.

На разных этапах развития технологии изготовления солнечных элементов на основе ДС. 111 предлагались различные методы их получения. В [5,6], например, описаны методы осаждения пленок из одного и двух испарителей. Несмотря на простоту технологии и полученные приемлемые результаты, оба метода имеют существенный недостаток — это отсутствие надлежащего контроля за испарением отдельных компонент и как следствие этого, невозможность управления стехиометрическим составом получаемых пленок.

Монокристаллические пленки ДСМИ были получены также методом молекулярно-лучевой эпитаксии [7], однако из-за дороговизны этот метод не может конкурировать с остальными технологиями. Более дешевые технологии типа ионного распыления или пульвери ации с последующим пиролизом не обеспечивают достаточной эффективности создаваемых солнечных элементов [8].

На наш взгляд, наиболее оптимальной технологией является осаждение пленок ДСМИ из трех отдельных источников, что позволяет прецизионно контролировать скорости испарения отдельных компонент и получать высокие КПД преобразования солнечной энергии [2,4,9].

2. Описание установки

Ниже описывается технологическая установка, на которой были тонкопленочные многокомпонентные полупроводниковые получены материалы и структуры. Технологическая установка выполнена на базе стандартного напылителя УВН-2М с привлечением унифицированной Крейт-КАМАК, посредством международной системы которой осуществляется как ввод в ЭВМ информации с соответствующих датчиков скоростей испарения, так и отрицательная обратная связь. поддерживающая необходимые режимы работы испарителен и подложки.

Блок-схема установки представлена на рис.1. Она состоит из рабочей камеры, в которой смонтированы испарители, датчики скоростей напыления и подложка.



Рис.1. Блок-схема технологической установки.

Вакуум в камере поддерживается на уровне 10-5мм рт. ст. Мощность испарителей регулируется блоком РВМ (регуляторы выходной мощности), (блок управления тиристорами). Регулирование управляемым БУТ включения - тиристоров. Сигналы осуществляется СДВИГОМ угола управления, поступающие на БУТ, вырабатываются системой Крейт-КАМАК, согласно заданной программе. На нее же поступают сигналы, как с датчиков скоростей напыления через блок ИИТ (измерители ионизационного тока) и ПЧ (преобразователь частоты), так и с термопар после усиления блоком УТ (усилители термопар) (рис.1).

Все испарители выполнены в виде цилиндрических тиглей из молибдена. Нагреватели представляют собой двухзонную вольфрамовую спираль, первая из которых нагревает тигель до необходимой температуры, а с помощью второй осуществляется ее прецизионный контроль. Испарители снабжены также многослойными тонкостенными танталовыми (или молибденовыми) теплоэкранами. Источник селена дополнительно охлаждается водой. Контроль температур осуществляется смонтированными в нижней части тиглей термопарами.

Из всех существующих способов измерения скоростей потоков меди индия нами выбран ионизационный метод, сущность И которого заключается в измерении тока ионов паров испаряемого металла, создаваемых электронным пучком. Для выделения вклада атомов испаряемого металла из общего числа частиц остаточных газов в рабочей камере, непосредственно перед датчиками предусмотрена механическая модуляция потоков. Это дает возможность повысить чувствительность датчиков на несколько порядков и контролировать малые скорости роста до 1А/сек. После соответствующего усиления блоком ИИТ сигналы поступают на вход модуля РМ (релейный мультиплектор) Крейт-КАМАК (рис.1), выход системы которого подключен непосредственно к измерителю. Модуль РМ программно коммутирует поступающие на вход сигналы с выходом.

Измерение скорости потока селена осуществляется с помощью кварцевого датчика, принцип работы которого основан на отклонении резонансной частоты кварцевого резонатора, пропорциональном массе осаждаемого на него вещества. Сигнал с этого датчика через ПЧ поступает на модуль ИЧ (измеритель частоты) системы Крейт-КАМАК.

Для предотвращения кипения испаряемых материалов скорость вывода в тепловой режим их источников регулируется модулями СТ (счетчик-таймер). Этими же модулями задаются и временные интервалы между измерениями показаний датчиков и термопар.

Температура испарителей и подложки контролируется напряжениями, подаваемыми с ЦАП (цифро-аналоговый преобразователь) на ЭВМ. Напряжение с ЦАП изменяется дискретно и имеет 1024 градации. Все измерения производятся модулем АЦП (аналого-цифровой преобразователь), измеряющим напряжение до 8 В с разрешением 1 мВ. Модуль РУР (регистр управления реле) предусмотрен для программного включения и отключения каждого из испарителей и подложки.

205

and a light way to an a strain the state

the second the part of a state of the second

. 3. Результаты

На вышеописанной установке были проведены прецизионные измерения скоростей потоков отдельных компонент в широком интервале температур (рис.2). Полученные зависимости позволили определить требуемую точность поддержания температур испарителей, а также интервалы скоростей потоков, обеспечивающих необходимую стехиометрию пленок.



HOTOL MODEL

Рис.2. Температурные зависимости скоростей потоков отдельных компонент.

ALL STREAM STREAM

Осаждение пленок ДСМИ проводилось при температуре сапфировой подложки 350° С в течение 30-35 минут. Типичные скорости осаждения составляли 2 Å/сек для индия, 0.9 Å/сек для меди и 8 -15 Å/сек для селена, что дало результирующую скорость роста 8 Å/сек для ДСМИ. Характерные толшины пленок лежат в пределах 2-3 мкм. Удельное сопротивление зависит от стехиометрии, определяется соотношением скоростей потоков отдельных компонент и лежит в пределах 5-800 кОм/..

Ниже приведены некоторые результаты измерений оптического пропускания и фотопроводимости полученных пленок ДСМИ (рис.3). Рассчитанная экстраполяцией длинноволнового края спектра фотопроводимости ширина запрещенной зоны составляет 0,98 эВ. О том же свидетельствует и коротковолновый спад спектра оптического пропускания. Для сравнения приведен также результат работы [10], где авторам удалось добиться КПД преобразования 7,5 %. Хорошая корреляция приведенных кривых свидетельствует о качественности полученных нами пленок и о соответствии их состава стехиометрии ДСМИ, поскольку отклонение от нее привело бы к существенному видоизменению спектра фотопроводимости.



Рис.3. Спектральные зависимости фотопроводимости (1) и пропускания (2) пленок ДСМИ при T=300 К. Кривая 3 получена авторами [10].

Таким образом, созданная в ЕГУ технологическая установка на базе стандартных напылителя, модулей и блока вычислительной техники может привести к существенному снижению стоимости тонкопленочных солнечных преобразователей на основе ДСМИ. Следует отметить также, что вышеописанная установка может быть успешно применена и для получения иных многокомпонентных полупроводниковых тонких пленок и структур на их основе.

ЛИТЕРАТУРА

- В.М.Арутюнян. Пути преобразования солнечной энергии. Изд. "Лрату", Ереван, 44с., 1992.
- 2. Л.Казмерски и С.Вагнер. В сб. Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики (под ред. Т.Коутса и Дж.Микина). Изд. Мир, М., 292с., 1988.
- 3. L.Kazmerski, K.A.Emery, R.De Blasio. J.Renewable Energy, 5, № 1, 252 (1994).
- 4. H.W.Schock. Solar Energy Materials and Solar Cells. 34, № 1, 19 (1994).
- 5. B.Schumann, H.Neumann, E.Nowak et al., Cryst. Res. Technol., 16, 675 (1981).

- L.L.Kazmerski. Copper-Ternary Thin-Film Solar Cells, NSF/RANN Rep., Washington D.C., 1978.
- Y.R.Hsiao, W.S.Chen, R.A.Mickelson et al. CuInSe 2 /CdS Thin-Film Solar Cells Development, Final Rep. XE-2-0238-1, Boeing Aerospace Co., Seattle, Washington, 1983.
- 8. M.Gorska, R.Beaulieu, J.Loferski et al. Sol. Energy Mater., 2, 343 (1980).
- 9. L.Chung Yang, A.J.Rockett. J. of Applied Physics, 75, № 2, 1185 (1994).
- 10. J.Bougnot, S.Duchemin, M.Savelli. Solar Cells, 16, 221 (1986).

PREPARATION AND INVESTIGATION OF SEMICONDUCTING MULTICOMPONENT THIN FILMS

V.M.AROUTIONIAN, A.T.DARBASIAN, A.L.KESOYAN, H.L.MARGARIAN

It is described an equipment for preparing of the CuInSe₂ thin films by use of three separated sources. Evaporation process takes place and is controlled by use of PC. Results of measurements of some properties of films obtained are presented, which are, evidenced about good quality and expected composition stoichiometry.

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ, ԲԱՉՄԱԿՈՄՊՈՆԵՆՏ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՍՏԱՅՈՒՄԸ ԵՎ ՀԵՏԱՉՈՏՈՒԹՅԻՆԸ

Վ.Մ.ՀԱՐՈՒԹՈՒՆՅԱՆ, Ա.Տ.ԴԱՐԲԱՍՅԱՆ, Ա.Լ.ՔԵՍՈՅԱՆ, Հ.Լ.ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

Նկարագրված է երեք առանձին աղբյուրներից բարակ թաղանթների ստացման սարգավորում։ Փոշեցրման պրոցեսը իրագործվում և ղեկավարվում է համակարգչի օգնությամբ։ Բերված են ստացված թաղանթների որոշ հատկությունների չափման արդյունքներ, որոնք վկայում են նրանց լավ որակի և տրված բյուրեղական կառույցին համապատասխանության մասին։

the and the state and the second

the distance is and when the stand

areas D - sectors a sector of a sector a sector of a

"Trank" and harmen and he had a state of the second second second

Известия НАН Армении, Физика, т.31, №5, с.209-213 (1996)

УДК 543.42

НОВОЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОЕДИНЕНИЕ В СИСТЕМЕ Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O

А.С. КУЗАНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 5 декабря 1995г.)

В полученных методом твердофазного синтеза образцах состава Cu_{1-x-3}Bi_xPb_ySr₂CaCu₂O_z обнаружена сверхпроводящая фаза с критической температурой T_e~85К. Сверхпроводимость наблюдалась в образцах, подвергнутых быстрому охлаждению от температуры синтеза. Предполагается, что сверхпроводимость обусловлена соединением (Bi,Pb)Sr₂CaCu₂O_z.

Для выяснения природы И механизма высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), а также для конкретных применений несомненный интерес представляет поиск новых ВТСП соединений. Накопленные с момента обнаружения ВТСП экспериментальные данные позволяют обобщить, в частности, их структурные особенности. Так, в [1] предложена обобщенная формула для описания базовых структур всех купратных ВТСП. Наряду с этим исследования последних лет показали плодотворность поиска новых сверхпроводников среди структур типа 1212'. К этому структурному типу относятся хорошо известные составы: YBa2Cu3O7.5(CuBa2YCu2O7.5), TIBa2CaCu2O7, HgBa2CaCu2O6+3, CuBa2CaCu2O7, (Pb,Cu)(Ba,Sr)₂(Y,Ca)Cu₂O₇, (Pb,Sr)Sr₂(Y,Ca)Cu₂O₇₋₈ и др. Недавно сверхпроводимость обнаружена образцах B (Pb0.5Sr0.2Cu0.3)Sr2(Ca0.6Sr0.4)Cu2O2, синтезированных под высоким давлением [2] и полученных из расплава Bio Pbo 35 Sr2Ca1-4 Y. Cu2 05 O, [3]. Последние работы перекликаются с нашими исследованиями, целью которых является поиск новых ВТСП структурного типа '1212'.

Нами синтезированы при различных температурно-временных условиях и исследованы составы, общую химическую формулу которых можно представить как (Cu,Bi,Pb,Hf)Sr₂CaCu₂O₂. Образцы синтезировались методом твердофазной реакции с использованием оксидов и карбонатов чистотой не хуже ЧДА в две стадии. Первая стадия включала термообработку при 800°С в течение 10ч на воздухе гомогенизированных исходных навесок в виде порошка. Далее термообработке подвергались таблетированные образцы (ϕ 7x2мм). Время синтеза составляло 10-30ч, температура варьировалась в пределах 800-875°С. Понижение температуры от температуры синтеза осуществлялось тремя способами: (A) - инерционное охлаждение в отключенной печке, (B) - охлаждение до 400°С со скоростью 0.5°/мин, (C) - закалка (скорость охлаждения 40°/сек). Вторая стадия синтеза также осуществлялась на воздухе. Синтез образцов проводился в печи "Nabertherm" N5/C16, позволяющей поддерживать температуру синтеза с точностью \pm 1°. В качестве подложек для таблеток использовалась керамика Al₂O₃.

Характеристики синтезированных образцов исследовались следующими методами. Рентгеновский анализ проводился на "Дрон-4" использованием дифрактометре C СиКа-излучения. Температурная зависимость электросопротивления R(T) определялась четырехточечным методом на постоянном токе 10мА. Сверхпроводящий переход регистрировался также методом выталкивания радиочастотного поля из объема сверхпроводника с использованием генератора на туннельном диоде, работающем на частоте F=1.5Мгц при азотной температуре со стабильностью не хуже ±0.2Гц [4]. Зависимости $\Delta F(T)$ и R(T) исследовались в температурном интервале 70-300К.

N	Исходный состав	Тсњ К		
	исходных состав	A	В	C
1	Cu _{0.8} Bi _{0.1} Pb _{0.1} Sr ₂ CaCu ₂ O _z	Ale seres		100 - 1 (
2	Cu _{0.6} Bi _{0.2} Pb _{0.2} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂		-	-
3	Cu _{0.4} Bi _{0.3} Pb _{0.3} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂	A State State		40 21
4	Cu _{0.3} Bi _{0.35} Pb _{0.35} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂	2	-	82
5	Cu _{0.2} Bi _{0.4} Pb _{0.4} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂	1.3 - 2.	1000	87
6	Cu _{0.2} Bi _{0.35} Pb _{0.45} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂		1-	80
7	Cu _{0.2} Bi _{0.45} Pb _{0.35} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂		1000	85
8	Cu _{0.1} Bi _{0.45} Pb _{0.45} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂		i stand	89
9	BiosPbosSr2CaCu2Oz	1-1-1-1-		84
10	Cu _{0.8} Bi _{0.1} Hf _{0.1} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂	160?	Star -	and the second s
11	Cu _{0.8} Hf _{0.1} Pb _{0.1} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂	160?	2. 2.1.	The states
12	Cu _{0.8} Hf _{0.2} Sr ₂ CaCu ₂ O ₂	160?	and the	The second

Таблица 1. Характеристики исследованных образцов

В таблице 1 приведены исходные составы, условия охлаждения и температура начала сверхпроводящего перехода (Тсн) образцов, синтезированных при 850°С в течение 30ч. Тен определялась как температура отклонения зависимости $\Delta F(T)$ от линейности (рис.1). Как видно из таблицы, составы N4-9 при закалочном режиме охлаждения демонстрируют сверхпроводимость с Тен ~ 85К. Нам кажется, что сверхпроводимость в образцах (номинального состава 4-9) обусловлена соединением (Bi,Pb)-1212, но окончательное утверждение можно будет сделать после дополнительных исследований. Переходы B сверхпроводящее состояние наблюдаются и на зависимости R(T). Рентгеновский анализ свидетельствует о многофазности образцов. На первый взгляд, напрашивается вывод о формировании в образцах известных сверхпроводящих фаз с аналогичными температурами перехода, в частности, Bi2Sr2CaCu2O8. Однако на рентгенограммах отсутствуют характерные для них рефлексы. О том, что получено новое соединение, свидетельствует и необычная зависимость проявления сверхпроводимости от условий охлаждения. Соединение Ві-2212 сверхпроводит как при медленном охлаждении, так и при закалочном режиме [5]. Известно, что сверхпроводники 123 при закалочном режиме охлаждения теряют кислород и сверхпроводящие свойства [6]. В данном случае наблюдается противоположная картина. При быстром охлаждении, по-видимому, в структуре образуются кислородные вакансии, что в свою очередь приводит к возникновению сверхпроводимости. Можно ожидать возрастания Т, при оптимизации концентрации кислорода в исследуемых соединениях. На рис.1 приведены зависимости $\Delta F(T)$ образцов состава N5 при различных режимах термообработки. Образцы составов N4, 6-9 имеют аналогичный вид зависимости $\Delta F(T)$ при соответствующих условиях. Как видно из рисунка, оптимальной температурой второй стадии синтеза является 850°С. При более низких температурах мала скорость твердофазных реакций. При более высоких температурах происходит плавление образцов.



Рис.1. Зависимость ∆F(T) образцов состава Cu_{0.2}Bi_{0.4}Pb_{0.4}Sr₂CaCu₂O₂, синтезированных в течение 25ч при температурах: 1 - 800, 825, 850°C (A); 2 - 800°C(C); 3 - 825°C(C); 4 - 850°C(C).

Отсутствие необходимости насыщения кислородом с целью повышения критических параметров выгодно отличает обнаруженное соединение от сверхпроводников типа '123'. Данный факт значительно упрощает технологию получения монокристаллов, пленок и кабеля, необходимых для применений в технике. Немаловажным фактором является и отсутствие в составе дорогостоящих редкоземельных элементов.

В заключение отметим, что на зависимости ∆F(T) образцов составов N10-12. (см. табл.1) наблюдаются слабые диамагнитные аномалии при 160К. Эти особенности устойчивы к термоциклированию в отличие от обнаруженных ранее при более высоких температурах в Ві-содержащих соединениях [7].

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность С.С. Терзяну за проведение рентгеновских исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.C. Parkard, R.L.Snyder. Applied Superconductivity, 3, 73 (1975).

NAMESARA AND AND A TAKE MANAGES

- T.Tamyra, S.Adachi, X.-J.Wu, C.-Q.Jin, T.Tatsuki, H.Yamauchi. High T_c Update, 9, 11 (1995), Physica C (in print).
- A. Bauer, P.Zoller, J.Glaser, A.Ehmann, W.Wischert, S.Kemmler-Sack. High T_c Update, 9, 12 (1995). (Submitted Physica C).

- 4. С.Г.Геворгян. Материалы I Всесоюзного совещания по диагностике ВТСП. Черноголовка, 1989, с.131.
- 5. G.Triscone, J.-Y.Genoud, T.Graf, A.Jonod, J.Muller. Physica C, 176, 247 (1991).
- 6. П.Б.Абрамян, А.М.Гулян, А.М.Кузанян, А.Г.Петросян. Письма в ЖЭТФ, 46, 219 (1987).
- 7. A.S.Kuzanyan, T.M.Paronyan. Sov. J. Low Temp. Phys., 17, 561 (1991).

ՆՈՐ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ ՄԻԱՅՈՒԹՅՈՒՆ Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ

Ա.Ս. ԿՈՒՋԱՆՅԱՆ

Պինդֆազային սինթեզման մեթոդով ստացված Cu_{1-x-y}Bi_xPb_ySr₂CaCu₂O_z րաղադրությամբ նմուշներում հայտնաբերվել է գերհաղորդիչ ֆազ՝ T_c~85K կրիտիկական ջերմաստիճանով։ Գերհաղորդականությունը դիտվել է սինթեզի ջերմաստիճանից արագ սառեցված նմուշներում։ Ենթադրվում է, որ գերհաղորդականությունը պայմանավորված է (Bi,Pb)Sr₂CaCu₂O₂ միացության առաջացմամբ։

A NEW SUPERCONDUCTING COMPOUND IN THE Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O SYSTEM

A.S. KUZANYAN

In samples with the $Cu_{1-x-y}Bi_xPb_ySr_2CaCu_2O_z$ composition obtained by solid state synthesis method a superconducting phase with a critical temperature T_c ~85K is discovered. Superconductivity is observed in the samples rapidly cooled down from synthesis temperatures. It is supposed that superconductivity is caused by the presence of the (Bi,Pb)Sr_2CaCu_2O_2 compound. Известия НАН Армении, Физика, т.31, №5, с.214-219 (1996)

УДК 547.973.733

你们和你们的你们要们的

ИК СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В СУБЛИМИРОВАННЫХ СЛОЯХ МЕЗО-ТЕТРАФЕНИЛПОРФИРИНАТООЛОВА(II)

the set of the second stand to be a subsect of the second stand of the

Т.С.КУРТИКЯН, Г.Г.МАРТИРОСЯН, В.Н.МАДАКЯН.

Армянский институт прикладной химии "АРИАК"

(Поступила в редакцию 25 декабря 1994г.)

Методом ИК спектроскопии посредством ориентационных и поляризационных измерений показано, что в полученных вакуумной сублимацией слоях мезо-тетрафенилпорфиринатоолова(II) (SnTФП) может иметь место зависящая от температуры подложки преимущественная ориентация молекул.

Физические и физико-химические свойства сублимированных слоев органических полупроводниковых материалов в значительной мере зависят от условий их получения [1,2]. Для молекул с плоским строением скелета, подобным фталоцианинам и порфинам, дополнительные эффекты могут иметь место в связи с возможностью их ориентации относительно плоскости подложки [3,4].

Недавно нами было обнаружено [5] замечательное свойство сублимированных слоев СоТФП обратимо присоеденять молекулярный кислород, сильно зависящее от условий их получения. В той же работе было показано, что в определенных условиях можно получать слои СоТФП с преимущественной ориентацией молекул параллельно плоскости подложки. В отличие от СоТФП, в молекуле исследованного в настоящей работе SnTФП ион металла выведен из плоскости макроцикла на заметное расстояние (~1Å) [6], и представлялось интересным изучить возможность ориентации в данном случае. Методика получения сублимированных слоев SnTФП воспроизводит описанную в [7]. Напыление SnTФП проводилось на подложку из свежеполированного кристала КВг со скоростью

~400Å/мин в течение полутора-двух часов. ИК спектры в области 3600-400 см⁻¹ измерялись на спектрофотометре "Specord M-80" со встроенным поляризатором. При измерениях в области 850-650 см⁻¹ спектральная ширина щели не превышала 4 см⁻¹.

Проведенный в настоящей работе комплекс измерений основан на следующих теоретических предпосылках [8]. При нормальном расположении сублимированного слоя к. лучу спектрофотометра и совершенной плоскостной ориентации молекул относительно плоскости, подложки их неплоские колебания проявиться не могут, поскольку проекция электрического вектора возбуждающего излучения на дипольные. моменты этих колебаний равна нулю. При наклонном положении подложки к лучу взаимодействие неплоских колебаний с излучением становится возможным, что приводит к их активации в ИК спектрах. Интенсивность же плоских колебаний при этом практически не меняется, поскольку рост толщины слоя компенсируется уменьшением проекции электрического вектора падающего излучения на плоскость молекулы в той же мере – пропорционально косинусу угла α. Следует добавить, что при наклонном положении подложки с сублимированным слоем взаимодействие неполяризованного ИК излучения с неплоскими колебаниями молекулы осуществляется не в равной степени для различных направлений электрического вектора падающего луча. Для компоненты Е1, направ. ной перпендикулярно плоскости падения волны, такое взаимодействие все еще оста " невозможным, тогда как для Е с расположением электрического вектора в плоскости падения эно достигает максимального значения. Отсюда становится очевидной высокая информал, ность использования поляризованно.ю излучения при релении вопросов, связанных с ориентацией плоских молекул в сублимированных слоях.

Приведенные на рис.1а спектры сублимата SnTΦП на подложку к. натной температуры показывают, что с ростом угла α наблюдается рост интенсивностей полос при 802 и 718 см⁻¹, тогда как интенсивности других полос в этой области спектра практически не меняются. При использовании поляризованного из учения интенсивности отмеченных

полос проявляют заметную зависимость и от угла ф между плоскостями поляризации и падения луча (рис.16). Поскольку именно в исследованной следовало ожидать появления спектральной области нескольких деформационных колебаний порфиринового ядра, полученные данные могут свидетельствовать в пользу преимущественной ориентации молекул относительно подложки. Таким образом, И в случае SnTΦΠ металлокомплексов ТФП могут иметь место ориентационные эффекты. несмотря на то, что плоскости фенильных колец, а в случае SnTФП и ион металла, выведены из плоскости макроцикла и должны препятствовать реализации плоскостной структуры. По-видимому, именно с этим связан преимущественной ориентации SnTФП и ранее факт лишь исследованного СоТФП (5), выражаемый не нулевой интенсивностью полосы в области 800 см-1 при $\alpha=0^{\circ}$, в отличие от некоторых молификаций фталоцианинов с совершенной плоскостной ориентацией молекул в слоях [9].





Рис 1.

ИК спектры пропускания слоев SnTФП при T=293K; а) B зависимости от угла а. $\alpha = 0^{\circ}(1), \alpha = 20^{\circ}(2), \alpha = 45^{\circ}(3),$ б) в зависимости от угла ф α=45°: σ=90°(1). при φ=45°(2), φ=0°(3). α - угол между направлением луча и нормалью к подложке; ф угол между плоскостями поляризации и падения луча.

Качественное сравнение ИК спектров SnTФП и СоТФП [5] показывает, что для ориентационно чувствительных полос в первом случае величины $\Delta T/\alpha$ (изменение интенсивностей полос неплоских деформационных колебаний при повороте подложки на единичный угол) больше, т.е. степень ориентированности выше для SnTФП. Об этом говорит также тот факт, что полоса в области 715 см⁻¹ в сублимированных слоях SnTФП при a=0° обладает практически нулевой интенсивностью, тогда как в сублиматах СоТФП в аналогичных условиях она проявляется с заметной интенсивностью. Учитывая факт выхода из плоскости иона металла в случае SnTФП, большая степень ориентированности в этом случае кажется удивительной. Одной из возможных причин этого может явиться повышенная предрасположенность СоТФП к координации различных лигандов, в том числе О2, в аксиальных положениях. Наличие таких структур даже в очень малых концентрациях может привести к дефектам упаковки и уменьшению степени ориентированности молекул в слое.

Отмеченная выше зависимость интенсивностей полос при 802см-1 и 718 см⁻¹ от углов α и φ имеет место у образцов, осажденных на подложку с температурой, близкой к комнатной. Спектры слоев SnTФП, осажденные на подложку высокой (Т=383К) и низкой (Т=80К) температур, показали в первом случае очень слабую, а во втором - отсутствие вообще зависимости от углов α и φ. Отсутствие ориентации молекул при сублимации на низкотемпературную поверхность можно связать с очень быстрым "замораживанием" поступательных степеней свободы молекул. вступивших в контакт с подложкой. При высоких же температурах кинетической энергии молекул порфирина оказывается, по-видимому, достаточно для преодоления ориентирующего влияния подложки и образования собственной кристаллической стпуктуры. Картина здесь такая же, какая реализуется у некоторых фталоцианинов, в процессе сублимации которых обнаружен узкий интервал температур подложки, ведущий к ориентации молекул в слое [10].

Наряду с расчетами нормальных колебаний и использованием изотопозамещенных соединений весьма информативным средством для интерпретации колебательных спектров могут явиться измерения ИК- дихроизма ориентированных образцов [8]. Для плоских молекул, ориентированных параллельно подложке, такие измерения могут B мере помочь отнесению неплоских колебаний. B значительной интерпретации последних для металлокомплексов ТФП, спектры которых в области колебаний лиганда практичесски не зависят от природы металла, в литературе имелись разногласия, в часиности, по отнесению неплоских деформационных колебаний р(СН) СН-связей пиррольных колец. Ранее [11] к р(СН) была отнесена интенсивная полоса в области 800 см-1. Однако данные по дейтерированным производным поставили такую интерпретацию под сомнение, и к р(СН) вначале была отнесена полоса в области 700 см⁻¹ [12], а затем - в области 715 см⁻¹ [13]. Полученные в настоящей работе данные по зависимости интенсивности полосы при 718 см⁻¹ от углов α и φ подтверждают правильность последнего отнесения.

Полоса в области 800 см⁻¹ также проявляет ориентационную зависимость. В работе [13] ее относят к деформационным колебаниям пиррольных колец с участием плоских деформационных колебаний пиррольных СН-связей. Полученные нами данные не совпадают с такой интерпретацией. На наш взгляд, разумнее отнести ее к неплоским скелетным колебаниям порфиринового ряда с участием выходов из плоскости СН-связей пиррольных колец. Такая интерпретация согласуется с отмеченной выше ориентационной зависимостью и относительно слабым сдвигом, наблюдаемым при дейтировании пиррольных колец [13]. К тому же при такой интерпретации в спектрах металлокомплексов ТФП обнаруживается аналог интенсивной полосы спектров металлокомплексов порфинов в области 840 см⁻¹, которую авторы детального исследования [14] относят к преимущественно неплоским скелетным колебаниям порфинового ядра.

ЛИТЕРАТУРА

- 1.Ф.Гутман, Л.Лайонс. Органические полупроводники. М., 1970.
- 2. М.Р. Тарасевич, К.А. Радюшкина. Катализ и электрокатализ металлопорфиринами. М., 1982.
- 3.Г.М.Мешкова, А.Т.Вартанян, А.Н.Сидоров. Опт. и спектр., 43, 262 (1977).
- 4.К.З.Огородник. Опт. и спектр., 37, 600 (1974).

5.Т.С.Куртикян, Г.Г.Мартиросян, А.В.Гаспарян, Г.А.Жамкочян. Ж.прикл.спектр., 59. 452 (1993).

6.J.M.Barbe, C.Ratti, P.Richard, et al. Inorg. Chem., 29, 4126 (1990).

7.Т.С.Куртикян, А.В.Гаспарян, Г.Г.Мартиросян, Г.А.Жамкочян. Ж. прикл. спектр., 52, 106 (1990).

8. Р.Збинден. Инфракрасная спектроскопия высокополимеров. М., 1966.

9.К.З.Огородник. Опт. и спектр., 39, 396 (1975).

10.K.F.Schoch, T.A.Temofonte, et al. Synthetic Metals., 29, F89 (1989).

11.J.O.Alben, S.S.Choi, et al. Infrared spectroscopy of porphyrins. N.Y., 206, 278 (1973).

12.M.Kozuka and K.Nakamoto. J. Amer. Chem. Soc., 103, 2162 (1981).

13.H.Oshio, T.Ama, T.Watanabe, et al. Spectrochim. Acta., 40A, 863 (1984).

14.Л.Л.Гладков, А.Т.Градюшко, К.Н.Соловьев и др. Опт. и спектр., 44, 689 (1978).

IR STUDY OF ORIENTATION EFFECTS IN THE SUBLIMED LAYERS OF MESO-TETRAPHENYLPORPHYRINATOTIN (II)

T.S.KURTIKYAN, G.G.MARTIROSYAN, and V.N.MADAKYAN

It is shown by IR spectroscopy that the intensity of some IR bands of SnTPP sublimated on the room temperature substrate exhibits the remarkable dependence both on substrate tilting angle and on the direction of a polarization plane. These results indicate that there is preferential oriantation of the SnTPP molecules. Some refinements of SnTPP's out-of-plane deformational modes are made.

ՄԵՉՈ-ԹԵԹՐԱՖԵՆԻԼՊՈՐՖԻՐԻՆԱՏՈԱՆԱԳԻ (II) ՍՈՒՔԼԻՄՎԱԾ ՇԵՐՏԵՐՈՒՄ ՕՐԻԵՆՏԱՅԻՈՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԻԿ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Տ.Ս.ԿՈՒՐՏԻԿՅԱՆ, Գ.Գ.ՍԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Վ.Ն.ՍԱԴԱԿՅԱՆ

ԻԿ սպեկտրալ եղանակով ցույց է տրված, որ սենյակային ջերմաստիճան ունեցող հարթակի վրա՝ սուբլիմացիայի միջոցով նստեցված մեզո-թեթրաֆենիլ պորֆիրինատոանագի(H) (ՏոԹՖՊ) շերտերում գոյություն ունի մոլեկուլների դասավորության գերադասելի ուղղություն։ ՏոԹՖՊ-ի ոչ հարթ տատանումների վերագրման հետ կապված կատարվել են որոշակի ճշտումներ։

The second s

in the too such and a sector of the sector when the sector was

and a first second to the second s

Известия НАН Армении, Физика, т.31, №5, с.220-225 (1996)

УДК 541.64:536.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОТЖИГА НА ЛИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ РЕЛАКСАЦИЮ ПОЛИБРОМОПРЕНА

К.А.МОВСИСЯН, Р.Л.ВАРТАНЯН, Г.Т.ОВАНЕСОВ

Горисский филиал Армянского государственного инженерного университета

(Поступила в редакцию 20 декабря 1994г.)

Исследование влияния морфологии на диэлектрическую релаксацию в полибромопрене (ПБ) позволило охарактеризовать влияние отжига на кристаллическую структуру эластомера. Отжигом ПБ выделен процесс релаксации, обусловленный дефектами кристаллов в виде частей макромолекул в межкристаллитном граничном слое. Наличие максимума потерь выше температуры стеклования приводит к изменению интенсивностей релаксационных процессов за счет взаимодействия чисто аморфных молекул и аморфных частей макромолекул межкристаллитного граничного слоя.

Кристаллизация полимеров приводит K возникновению разнообразных форм надмолекулярной структуры. Согласно современным представлениям основным элементом структуры являются кристаллы с регулярно сложенными цепями [1]. Структура изотермически закристаллизованных полимеров меняется в зависимости от условий термической обработки - отжига. Отжиг закристаллизованного образца приводит к усовершенствованию уже существующих кристаллитов [1,2]. При переупаковке молекул одновременно изменяется и доля аморфного компонента, связанного с кристаллитами [1]. Характер зависимости tgs диэлектрических потерь от температуры определяется морфологией закристаллизованного полимера [3]. Каждой из морфологических модификаций соответствует определенный сектор tg б диэлектрических потерь.

Полибромопрен является галогеносодержащим полидиеном, при кристаллизации которого образуется сферолитная структура [4]. Комплекс физико-механических показателей дает возможность использовать полибромопрен в различных клеевых композициях. В связи с этим исследование связи морфологии с диэлектрической релаксацией имеет также практическое значение для расширения областей целевого использования полибромопрена.

полибромопрен Изучаемый получен эмульсионной при полимеризации бромопрена (температура t=10°C) с использованием в качестве регулятора меркаптана. Образцы для определения температурной зависимости tg б диэлектрических потерь получали высушиванием (4%) на бензольного раствора алюминиевой фольге, которая использовалась в качестве одного из электродов. Второй электрод приклеивался после отжига. Измерения проводились с помощью моста переменного тока типа МЛЕ-1.

образцы, Для измерений использовались изотермически температуре $T_{\kappa n} = 20^{\circ} \text{C}$ закристаллизованные при co степенью кристалличности *ф*=25% и отожженные в течение 40 мин при различных температурах (30°, 36°, 40° и 44°С). Малая скорость кристаллизации полибромопрена [4] позволила исследовать также зависимость tg or температуры расплава полимера, полученного при 80°С в течение 40 мин. Измерения проводились сразу после отжига и плавления при постоянной частоте f=500 гц.



Рис.1. Зависимость tg δ диэлектрических потерь от температуры полибромопрена: 1-аморфный образец; 2-закристаллизованный при $T_{\rm kp}$ =20°C; 3 – α -релаксационный процесс; 4 – α_1 -релаксационный процесс.

Как известно [3], а-релаксационный процесс обусловлен "размораживанием" сегментального движения макромолекул. На рис.1 (кривые 1,2) приведены температурные зависимости диэлектрических области для аморфного и *а*-релаксационной в потерь закристаллизованного при +20°С образцов. Эти кривые отличаются как по форме, так и по интенсивности максимумов. У закристаллизованного образца кривая потерь имеет выраженное плечо, что свидетельствует о сложном характере а-релаксационного процесса при наличии кристаллической структуры. На рис. 2 (а,б,в,г.) приведены зависимости tg б от температуры для отожженных образцов. Из рисунка видно, что релаксационные максимумы имеют дублетный характер.



Рис.2. Зависимость tg δ диэлектрических потерь от температуры: 1 – экспериментальная кривая; 2 и 3 – потери, соответствующие α - и α_1 релаксационным процессам. Отжиг закристаллизованного полибромопрена проведен в течение 40 мин при температуре: а – 30° C; 6 – 36° C; в – 40° C; г – 44° C.

Асимметричная форма кривых $tg \delta = f(T)$ и расширение температурной области релаксационного процесса сравнительно с рис.1 (кривые 1 и 2) позволяют провести разделение каждого максимума на два самостоятельных – α и α_1 .

Как видно из рис.1 (кривые 1 и 2), в закристаллизованном образце наличие надмолекулярных организаций приводит к снижению значения и расширению температурной области обнаружения tgowarc релаксационного процесса. При разделении наблюдаемого процесса на два видно, что первый максимум совпадает по температурной области с максимумом чисто аморфного образца, а второй смещен в область высоких температур. Такой результат свидетельствует о том, что первый максимум (α-релаксация) обусловлен сегментальной подвижностью в аморфной части полимера, а второй (a), соответствующий большим временам релаксации, по-видимому, связан с процессами поляризации в дефектных граничных слоях кристаллов [4]. При сравнении рис.2 а,б и рис.1 (кривая 1) видно, что интенсивность α - и α_1 -релаксационных процессов соответственно равна и больше, чем у аморфного образца. В отожженном образце часть макромолекул, находящаяся в кристаллической фазе, не участвует в процессе релаксации [5,6], и поэтому интенсивность α-релаксационного процесса (рис.26) должна быть меньше интенсивности аморфного образца (рис.1, кривая 1). Возрастание интенсивности диэлектрических потерь в отожженном образце (рис.2,б) по сравнению с аморфным и закристаллизованным образцами (рис.1, кривые 1 и 2), повидимому, связано с тем, что на наблюдаемые релаксационные процессы оказывает влияние взаимодействие между макромолекулами чисто аморфной части и аморфной части, связанной с кристаллитами.

В то же время исследование изменения интенсивностей максимумов α и α_i в зависимости от температуры отжига показало, что с повышением температуры отжига меняется интенсивность максимумов α и α_i , что может быть обусловлено перераспределением подвижностей сегментов макромолекул различного типа в аморфных частях полимера и изменением характера их взаимодействия. При $T_{\text{отж.}}$, незначительно превышающих $T_{\text{кр.}}$, изменяется подвижность макромолекул аморфных частей дефектного граничного слоя кристаллов. Вблизи $T_{\text{отж.}}=36^{\circ}$ С возрастает до максимума сегментальная подвижность как чисто аморфной части, так и граничной с кристаллитами части полимера. Дальнейшее увеличение $T_{\text{отж.}}$ приводит к уменьшению tg $\delta_{\text{макс.}}$ в обоих типах

релаксации. Полученные результаты позволяют предположить, что отжиг полибромопрена при малом перегреве в основном оказывает влияние на структуру дефектного граничного слоя. При дальнейшем увеличении Тота структурные изменения в дефектном граничном слое приводят к изменению структуры аморфной части полимера [7]. Притом, для малых степеней перегрева отжиг приводит к сужению релаксационного перехода, связанного с изменением распределения времен релаксации аморфной части полимера, и слабо изменяет распределение времен релаксации в дефектном граничном слое кристаллов. При последующем увеличении температуры отжига распределение времен α-релаксации возрастает. Можно ожидать, что сужение распределения времен релаксации для малых степеней перегрева вызвано тем, что для закристаллизованного образца в распределение времен релаксации а-процесса вносят свой вклад и части макромолекул дефектного граничного слоя. При отжиге для малых степеней перегрева изменение распределения времен релаксации аморфной части полимера соответствует возрастанию подвижности частей макромолекул дефектного граничного слоя кристаллитов. Расширение распределения времен релаксации аморфной части полимера C увеличением температуры от Tors=30°C до Tors=36°C приводит к максимальному возрастанию распределения времен а1-релаксации.

Изменение сегментальной подвижности α - и α_1 -релаксационных процессов сопровождается, для малых степеней перегрева, уменьшением времени релаксации частей макромолекул дефектного граничного слоя кристаллитов и не влияет на подвижность аморфной составляющей полимера. При увеличении $T_{\text{отж.}}$ изменение времени релаксации в частях макромолекул дефектного слоя происходит с большей скоростью, чем в аморфной составляющей полимера.

выводы

 Получено, что для полибромопрена изменение морфологии (отжигом) оказывает влияние на диэлектрические потери при переходе из стеклообразного в высокоэластическое состояние.

2. Форма зависимости диэлектрических потерь позволяет произвести разделение релаксационного процесса на два, один из которых ответственен за поляризацию в чисто аморфной части полимера (*α*-

релаксация), и второй – в частях макромолекул межкристаллитного граничного слоя (α_1 -релаксация).

 Наблюдается перераспределение параметров релаксационных процессов с изменением температуры отжига и взаимосвязь поляризаций чисто аморфной части полимера и межкристаллитного граничного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Л.Джейл. Полимерные монокристаллы. Ленинград, Химия, 1968.

- 2. Г.Н.Церетели, И.В.Сочава, Л.Бука, Вестник ЛГУ, №6, 67 (1975).
- 3. Р.Бойер. Переходы и релаксационные явления в полимерах. М., Мир, 1966.
- 4. З.Г.Саркисян, Г.Т.Ованесов, Ю.К.Кабалян, Высокомолек. соед., 7Б, 648 (1977).
- 5. Г.П.Михайлов, Б.М.Вайнштейн. ЖТФ, 22, 759 (1952).
- 6. Ю.К.Кабалян, Р.В.Багдасарян, Л.Г.Мелконян. Арм. химический журнал, 19, 909 (1966).
- 7. К.А.Мовсисян, Г.Т.Ованесов, К.А.Гаспарян. Ученые записки Ереванского гос. университета, серия Естественные науки, №2, 140 (1980).

INVESTIGATION OF THE ANNEALING EFFECT ON DIELECTRIC RELAXATION OF POLYBROMOPRENE

K.A.MOVSISYAN, R.L.VARDANIAN, and G.T.OVANESOV

The present research permits to evaluate the influence of annealing on elastomer crystalline structure. In the result of annealing of polybromoprene a process is initiated conditioned by defects of crystalline part of macromolecules in the intercrystalline boundary layer. The presence of maximum dielectric losses in region above the temperature of vitrification brings to the change of intensity of relaxation process, which is conditioned by interaction of molecules of the pure amorphous and intercrystalline layer parts.

ՁԵՐՍԱՍՇԱԿՍԱՆ ԱԶԴԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊՈԼԻՔՐՈՍՈՊՐԵՆԻ ԴԻԷԼեԿՏՐԻԿԱԿԱՆ ՌԵԼԱՔՍԱՅԻԱՅԻ ՎՐԱ

Կ.Հ.ՄՈՎՄԻՍՅԱՆ, Ռ.Լ.ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ.Տ.ՕՎԱՆԵՍՈՎ

Պոլիբրոմոպրենի մորֆոլոգիայի ազդեցության ուսումնասիրումը նրա դիէլեկտրիկական ռելաքսացիայի վրա թույլ է տալիս բնութագրելու ջերմամշակման ներգործությունը էլաստոմերների բյուրեղական կառուցվածքի վրա։

LATER BUSIESSER

Известия НАН Армении, Физика, т.31, №5, с.226-228 (1996)

Terts protocols in a set of the

УДК 539.124.6

185 -- 1 -- 35

all a second by a state of the

ПОЗИТРОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ ИОННООБЛУЧЕННОМ СЛОЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ Y₃Al₅O₁₂

Э.А.АРУТЮНЯН, А.Г.МАЛОЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 мая 1996 г.)

Методом позитронной аннигиляции в кривой от образца ИАГ: Nd³⁺ с имплантированным слоем ядер гелия обнаружен сдвиг в сторону положительных углов, а также выделена "узкая" компонента.

Получение оптических волноводов в диэлектрических кристаллах лазерной техники при ионном облучении хорошо известно (см., напр., [1,2]). Интерес к этим работам обусловлен возможностью создания на основе этих волноводов тонкопленочных нелинейных преобразователей, квантовых усилителей и генераторов. Было показано, что облучение диэлектрических кристаллов ионами высоких энергий (E > 1МэВ) ведет к разупорядочению решетки в области остановки ионов, что приводит к локальным отрицательным изменениям показателя³ преломления в приповерхностном слое. Однако вопрос об идентификацани нарушений в этом слое остается не до конца выясненным.

Настоящая работа посвящена исследованию монокристалло: иттрийалюминиевого граната с примесью ионов Nd3+ методом углового аннигиляционных фотонов (УРАФ). Измерения распределения проводились на полностью автоматизированном спектрометре УРАФ [3] в условиях приборной разрешающей способности 0,55 миллирадиан. Источником позитронов служил ²²Na, активность составляла ~10⁸ Бк. Образец ИАГ:Nd³⁺ представлял собой плоскопараллельную пластину с размерами 14x20x2,4 мм³, с одной из сторон облученную ядрами гелия. Энергия ядер гелия была 2,1 МэВ, доза облучения D=4.10¹⁶ см⁻², облучение проводилось при температуре жидкого азота. Плошаль имплантированного слоя составляла 70 % от всей площади образца, а глубина проникновения ядер гелия в образец - 5 микрон [2]. Результаты

наших измерений на спектрометре УРАФ представлены на рис.1. Сначала измерялась кривая от необлученной стороны образца, а затем образец переворачивался. Экспозиция выбиралась равной ; на околовершинных точках набиралось до 12000 отсчетов, шаг измерений составлял 0,6 мрад. Полуширина "необлученной" кривой оказалась равной (13,02+0,06) мрад, "волноводная" кривая имела полуширину (11,94 +0,06) мрад. У последней наблюдается небольшой сдвиг в сторону положительных углов, равный 0,1 мрад. Из "волноводной" кривой, после процедуры приведения кривых к равным площадям и вычитания "необлученной" кривой, выделена так называемая "узкая" компонента, приведенная в правой части рис.1. Ее полуширина оказалась равной (4;3 ±0,2) мрад, а интенсивность ~2,5% от всей кривой. Обращает на себя внимание несколько асимметричная форма "узкой" компоненты, что обусловлено вышеупомянутым СДВИГОМ "волноводной" кривой.



Рис. 1. Экспериментальный спектр УРАФ от Y₃Al₅O₁₂. Сплошные точки -"волноводная" кривая. Кружки -"невозмущенная" кривая. В правой части -выделенная "узкая" компонента. По оси ординат - число совпадений в единицу времени. По оси абсцисс - вертикальные углы θ .

Позитроны, выходящие из радиоактивного источника ²²Na, имеют максимальную энергию 0,547 МэВ, их средняя энергия ~0,18 МэВ. Позитроны с такой энергией проникают в образец на глубину порядка 100 микрон, а глубина имплантированного слоя составляет 5 микрон. Небольшой сдвиг в сторону положительных углов "волноводной" кривой может быть обусловлен тем, что положительно заряженный

подволноводный слой отталкивает медленные позитроны, тем самым увеличивая вероятность аннигиляции в "волноводнои" слое. Наличие "узкой" компоненты в "волноводной" кривой указывает на то, что в образца образуются эффективные ловушки для волноводной части вероятно, связано C образованием вакансий Это, позитронов. положительных ионов и F-центров, возникающих при сдвиге ионов алюминия и кислорода из своих положений в процессе потери ядрами гелия кинетической энергии до полной остановки.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. G.L.Destefanis, J.P.Gailiard, E.L.Ligeon, et al. J. Appl. Phys., 50, 7897 (1979).
- Э.А.Арутюнян, С.Х.Галоян. Поверхность, Физика, Химия, Механика, 4, 127, (1988).
- А.Г.Захарянц, А.Г.Малоян, А.Л.Тер-Минасян. Изв.АН Арм. ССР, Физика, 21, 140 (1986).

POSITRON ANNIHILATION IN ION-IRRADIATED SURFACE-CLOSE LAYER OF Y3AI5012 SINGLE CRYSTALS

E.A.ARUTUNYAN, A.G.MALOYAN

Using the positron annihilation method a shift towards the positive angles is revealed in the curve from a $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ sample with an implanted layer of helium nuclei as well as a "narrow" component is extracted.

ՊՈՉԻՏՐՈՆԱՅԻՆ ԱՆԻՀԻԼԱՅՈՒՄԸ Y₃Al₅O₁₂ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԻ ՆԵՐՄԱԿԵՐԵՄԱՅԻՆ ԻՈՆԱՃԱՌԱԳԱՅԹՎԱԾ ՇԵՐՏՈՒՄ

Ե.Ա.ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Հ.ՄԱԼՈՅԱՆ

Հելիումի միջուկների շերտով իմպլանտացված Y₃Al₅O₁₂:Nd³՝ թյուրեղից պոզիտրոնային անիհիլացման մեթոդով ստացված կորում հայտնաբերված է շեղում դրական անկյունների ուղղությամբ և առանձնացված է «նեղ» կոմպոնենտը։

คกงแบงงแนกษองกษษ

L.Շ.Գրիգորյան, Հ.Ֆ.Խաչատրյան, Խ.Վ.Ձոթանջյան. Անիզոտրոպ պինդ մարմնում ջերմաստիճանի բաշխման և բջջային ավտոմատների
մասին 183
Մ.Ռ.Ներսիսյան. Նեմատիկի մակերևույթային էներգիայի վերջավո- րությամբ պայմանավորված թռիչըներ և հիսթերեզիսներ Ֆրեդերիքսի
լուսամակածված անցման ժամանակ 190
Վ.Մ.Հարությունյան, Ա.Տ.Դարթասյան, Ա.Լ.Ձեսոյան, Հ.Լ.Մարգարյան.
Կիսահաղորդչային, բազմակոմպոնենտ բարակ թաղանթների ստա-ըստցենել.
ցումը և հետազոտությունը
Ա.Ս.Կուզանյան. Նոր գերհաղորդիչ միացություն Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O 1.1. համակարգում
Տ.Ս.Կուրտիկյան, Գ.Գ.Մարտիրոսյան, Վ.Ն.Մադակյան. Մեզո-թեթրա-
ֆենիլպորֆիրինատոանագի (II) սուրլիմացված շերտերում
օրիենտացիոն էֆեկտների ուսումնասիրությունը ԻԿ սպեկտրալ է։ Եղանակով
Կ.Ա.Մովսիսյան, Ռ.Լ.Վարդանյան, Գ.Տ.Օվանեսով. Ջերմամշակման
ազդեցությունը պոլիբրոմոպրենի դիէլեկտրիկական ռելաքսացիայի վորա
Y ₃ Al ₅ O ₁₂ միաթյուրեղի ներմակերեսային իոնաճառագայթված
շերտում
CONTENTS
CONTENTS

100 др.

<u>AM 415</u> 1996, 31, v 17709

Индекс

СОДЕРЖАНИЕ

Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, Х.В.Котанджян. О распределении темпера-	102
	105
С.Р. Нерсисян. Скачки и гистерезисы при светоиндуцированном переходе	
Фредерикса, обусловленные конечностью поверхностной энергии	
нематика	190
В.М.Арутюнян, А.Т.Дарбасян, А.Л.Кесоян, А.Л.Маргарян. Получение и исследование полупроводниковых многокомпонентных тонких	
пленок	202
А.С.Кузанян. Новое сверхпроводящее соединение в системе	
Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O	209
Т.С.Куртикян, Г.Г.Мартиросян, В.Н.Мадакян. ИК спектроскопическое исследование ориентационных эффектов в сублимированных слоях	
мезо-тетрафенилпорфиринатоолова(II)	214
К.А.Мовсисян, Р.Л.Вартанян, Г.Т.Ованесов. Исследование влияния отжи-	
га на диэлектрическую релаксацию полибромопрена	220
Э.А.Арутюнян, А.Г.Малоян. Позитронная аннигиляция в приповерх-ност-	
ном ионнооблученном слое в монокристаллах Y ₃ Al ₅ O ₁₂	226

Заказ 160 тираж-200 З печ. л. цена 150 др. Подразделение оперативной полиграфии Ереванского государственного университета, Ереван, Ал. Манукяна, 1