

ISSN 0002-3035

**ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS**



**ИЗВЕСТИЯ  
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ**

**ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ  
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ**

**PROCEEDINGS  
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA**

Журнал издается с 1966 г.  
Выходит 6 раз в год  
на русском 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

#### ԽՄԲԱԳՐԱՎԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր  
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ  
Վիլ. Մ. Հարությունյան  
Ա. Ա. Հախումյան  
Հ. Հ. Վարդապետյան  
Է. Մ. Ղազարյան  
Ա. Հ. Մելիքյան  
Ա. Ռ. Մկրտչյան  
Վ. Օ. Պապանյան  
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

#### EDITORIAL BOARD

Vl. M. Aroutounian, editor-in-chief  
E. G. Sharoyan, associate editor  
Vil. M. Harutyunyan  
A. A. Hakhumyan  
H. H. Vartapetian  
E. M. Kazarian  
A. O. Melikyan  
A. R. Mkrichyan  
V. O. Papanyan  
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

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

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,  
875019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,  
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

УДК 537.87

## О ВОЗМОЖНОСТИ АНОМАЛЬНО СИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВРАЩЕНИИ ЭЛЕКТРОНА ВОКРУГ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА

Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. Ф. ХАЧАТРЯН,

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

Ереванский государственный университет

С. Р. АРЗУМАНЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 декабря 1997г.)

Установлено существование аномально сильного излучения при равномерном вращении электрона вокруг диэлектрического шара, в экваториальной плоскости. Оно имеет место, когда поверхность шара расположена на определенном расстоянии от орбиты электрона и когда удовлетворяется условие Черенкова для электрона и вещества шара.

### Введение

Веществом обусловлен ряд важных электромагнитных процессов: излучение Вавилова-Черенкова, рентгеновское переходное излучение, излучение каналированных частиц [1-9]. В связи с этим представляет интерес исследование воздействия вещества на излучение релятивистского заряда, вращающегося по окружности в постоянном магнитном поле (синхротронное излучение [10,11]).

В [12], а затем в [2,13] было изучено синхротронное излучение в бесконечной однородной среде. В [14] рассмотрено излучение нерелятивистской частицы, равномерно вращающейся вокруг электрического шара, и излучение частицы, вращающейся в непосредственной близости от идеально проводящего шара. В [15,16] получены выражения для спектрального и спектрально-углового распределения интенсивности излучения без ограничений на радиус орбиты и скорость частицы, вращающейся вокруг шара с произвольной диэлектрической проницаемостью.

В настоящей работе проведен анализ численных расчетов по формулам, полученным в [15,16]. Выявлены особенности излучения, обусловленные веществом шара и его размером.

## Основные формулы

Приведем основные формулы, описывающие излучение частицы с зарядом  $q$  и скоростью  $v = \omega_e r_e$ , равномерно вращающейся (радиус орбиты  $r_e$ ) вокруг шара в его экваториальной плоскости. Магнитную проницаемость шара принимаем равной единице, а его диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_0$  считаем произвольной действительной величиной (эффекты, связанные с поглощением излучения, не учитываются), радиус шара  $r_0 < r_e$ .

Интенсивность излучения на частоте  $\omega = k\omega_e$  (после усреднения по периоду вращения  $2\pi/\omega_e$ ) определяется выражением

$$I_k = 2 \frac{q^2 \omega_e^2}{c \sqrt{\varepsilon_1}} \sum_{s=0}^{\infty} (|a_{kE}(s)|^2 + |a_{kH}(s)|^2), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_1$  — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей шар,

$$a_{kE} = kb_l(E) P_l^k(0) \sqrt{\frac{(l-k)!}{l(l+1)(2l+1)(l+k)!}}, \quad l = k+2s, \quad (2)$$

$$a_{kH} = b_l(H) \sqrt{\frac{(2l+1)(l-k)!}{l(l+1)(l+k)!}} \left. \frac{dP_l^k(y)}{dy} \right|_{y=0}, \quad l = k+2s+1$$

— безразмерные амплитуды, описывающие вклады мультиполей электрического и магнитного типов соответственно. В (2)  $P_l^k(y)$  — присоединенные полиномы Лежандра, а  $b_l$  — множитель, зависящий от  $k$ ,  $x = r_0/r_e$ ,  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_1$ :

$$b_l(H) = iu_l \left[ j_l(u_1) - h_l(u_1) \frac{j_l(xu_0)j_l(xu_1)}{j_l(xu_0)h_l(xu_1)} \right], \quad u_l = k\sqrt{\varepsilon_1} \frac{v}{c},$$

$$b_l(E) = (l+1)b_{l-1}(H) - lb_{l+1}(H) + \frac{1}{x^2} \left( \frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right) \times$$

$$\times [j_{l-1}(xu_0) + j_{l+1}(xu_0)] [h_{l-1}(u_1) + h_{l+1}(u_1)] \frac{l(l+1)u_0 j_l(xu_0)}{lz'_{l-1} + (l+1)z'_{l+1}}, \quad (3)$$

где  $h_l(y) = j_l(y) + in_l(y)$ , а  $j_l$  и  $n_l$  — сферические функции Бесселя и Неймана соответственно. В (3) введены следующие обозначения:

$$a(xu_1)b(xu_1) = a \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial a}{\partial x} b, \quad f_l(y) = \frac{b_l(y)}{j_l(xu_0)h_l(xu_1)}, \quad (4)$$

$$z'_v = \frac{u_1 j_v(xu_0)h_l(xu_1) / \varepsilon_1 - u_0 j_l(xu_0)h_v(xu_1) / \varepsilon_0}{u_1 j_v(xu_0)h_l(xu_1) - u_0 j_l(xu_0)h_v(xu_1)}$$

Вывод (1) приведен в [15,16].

В случае однородной среды ( $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = \varepsilon$ )

$$b_l(H) = iuj_l(u), \quad u = k\sqrt{\varepsilon} \frac{v}{c}, \quad (5)$$

$$b_l(E) = iu(2l+1) [j'_l(u) + \frac{1}{u} j_l(u)],$$

и поэтому (1), естественно, не зависит от  $x$ . Можно убедиться и в том, что (1) преобразуется в известную [2,10,12,13,17] формулу

$$I_k = kvq^2 \frac{\omega_e^2}{c^2} \left[ 2J'_{2k}(2k\beta\sqrt{\varepsilon}) + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon\beta^2}\right) \int_0^{2k\beta\sqrt{\varepsilon}} J_{2k}(y) dy \right], \quad (6)$$

где  $\beta = v/c$ ,  $J_k(y)$  — функция Бесселя целого порядка, а  $\varphi'(y) = d\varphi/dy$ .

### 3. Результаты численных расчетов

На рис.1 вдоль оси ординат отложено среднее число квантов электромагнитного поля

$$n_k = \frac{2\pi I_k}{k\hbar\omega_e^2}, \quad (7)$$

испущенных в течение одного периода вращения электрона с энергией 2 МэВ (масштаб логарифмический), а вдоль оси абсцисс — номер излучаемой гармоники в области  $1 \leq k \leq 50$ . Функция  $n_k$  приведена для четырех значений  $x$ . Кривые  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  — ломаные линии, соединяющие точки с различными  $k$  и одинаковыми  $x_a$ ,  $x_b$ ,  $x_c$  и  $x_d$  соответственно. Линия  $a$  описывает вращение в вакууме ( $x_a = 0$ ), а линия  $b$  — вращение в сплошной среде ( $x_b = \infty$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 3$  (условие Черенкова удовлетворяется). Расчеты проводились по формуле (6). Ради простоты зависимость  $\varepsilon$  от  $k$  (дисперсия) не учитывалась. Из графиков следует, что в сплошной среде

$$n_k(\infty) \lesssim \frac{ve^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon\beta^2}\right) < \frac{e^2}{hc} \approx 0,05 \quad (8)$$

больше аналогичной величины  $n_k(0)$  в пустом пространстве. Разница между  $n_k(\infty)$  и  $n_k(0)$  обусловлена вкладом черенковских квантов. Наряду с этим на кривой  $b$  прослеживаются характерные осцилляции [12]. Они обусловлены интерференцией волн в условиях, когда скорость распространения электромагнитных волн меньше скорости движения источника ( $c/\sqrt{\varepsilon} < v$ ).

Схожая картина должна наблюдаться и в случае, когда среда имеет конечные размеры. В §2 был рассмотрен случай шара радиуса  $r_0$ , вокруг которого на расстоянии  $r_e - r_0$  вращается электрон. Ломаные линии  $c$  и  $d$  представляют результаты расчетов по формуле (1) для двух фиксированных значений  $r_e/r_0 = 0,974733692 = x_c$  и  $0,980861592 = x_d$  соответственно. Диэлектрическая проницаемость шара  $\varepsilon_0 = 3$ . За пределами шара вакуум ( $\varepsilon_1 = 1$ ). Энергия электрона  $E_e = 2$  МэВ. Как видим, и в данном случае наблюдаются характерные осцилляции. Однако имеются также пики. На соответствующих гармониках ( $k = 26$  для случая  $c$  и  $k = 26$  для случая  $d$ ) излучение аномально сильное:

$$\begin{aligned} n_{26}(x_c) &= 4300 && \text{для кривой } c. \\ n_{40}(x_d) &= 94 && \text{для кривой } d. \end{aligned} \quad (9)$$

В то же время уже на соседних гармониках  $n_k(x)$  порядка  $n_k(\infty)$ .

В пустом пространстве интенсивность излучения  $I_k$  достигает максимума на гармонике с  $k_{\max} = 26^*)$ :  $I_{26}(0) = 0,96 e^2 \omega_e^2 / c$ . На этой гармо-

\*) Этот результат получается также из формулы  $k_{\max} = 0,44(E_e/m_e c^2)^3$ , справедливой для ультрарелятивистского электрона [17].

нике влияние шара с радиусом  $r_0 = 0,974733692r_e$  наиболее сильное:  $I_{26}(x_c)/I_{26}(0) \approx 2,53 \cdot 10^6$  (именно это значение  $r_0$  выбрано в случае кривой *c*). На других гармониках также возможна аналогичная ситуация. Например, на гармонике с  $k = 40$  влияние шара наибольшее при  $r_0 = 0,980861592r_e$  (кривая *d*). В этом случае  $I_{40}(x_d)/I_{40}(0) \approx 55700$ .

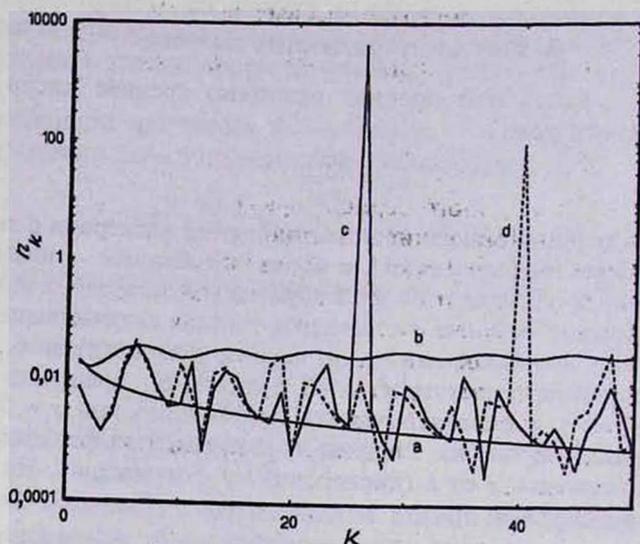


Рис.1. Среднее число  $n_k(x)$  квантов электромагнитного поля, испущенных в течение одного оборота электрона, в зависимости от номера  $k$  излучаемой гармоники. Ломаные линии *a*, *b*, *c* и *d* отличаются значением  $x$  (отношение радиуса шара к радиусу орбиты электрона):  $x_a = 0$  (вакуум),  $x_b = \infty$  (бесконечная среда),  $x_c \approx 0,9747337$ ,  $x_d \approx 0,9808616$ . Диэлектрическая проницаемость вещества  $\epsilon = 3$ , энергия электрона  $E_e = 2$  МэВ.

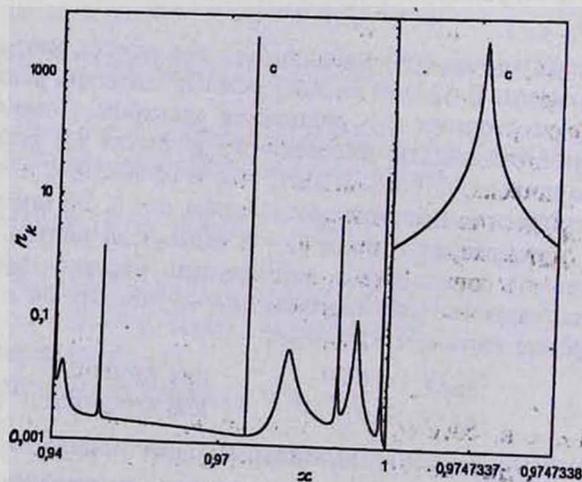


Рис.2. Та же величина, что и на рис.1 в зависимости от  $x$ . Номер излучаемой гармоники фиксирован:  $k = 26$ . Вновь  $\epsilon = 3$  и  $E_e = 2$  МэВ. Справа — функция  $n_k(x)$  в окрестности наибольшего пика.

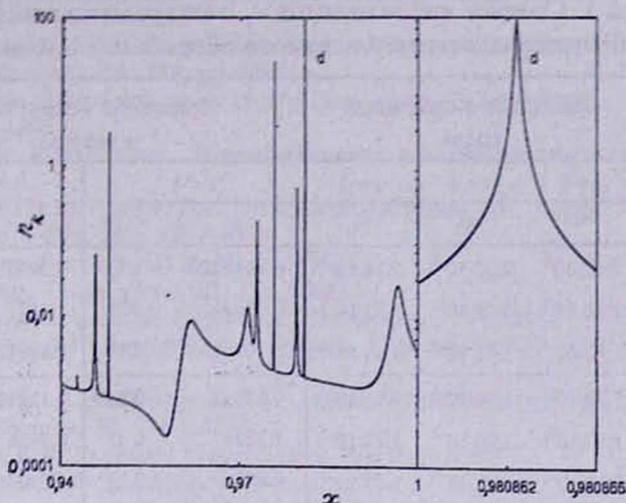


Рис.3. То же, что и на рис.2 в случае  $k=40$ .

На рис.2 и 3 приведена зависимость  $n_k(x)$  от  $x$  для гармоник с  $k=26$  и  $k=40$  соответственно. Вновь  $\epsilon_0=3$ ,  $\epsilon_1=1$  и  $E_e=2$  МэВ. На фоне осцилляций функции  $n_k(x)$  наблюдаются чрезвычайно узкие и очень высокие пики (в правой части показана  $n_k(x)$  в окрестности наибольшего пика). Уже при незначительном отклонении (вдоль оси абсцисс) от центра любого из этих пиков  $n_k$  быстро убывает. Поэтому значение  $x=r_0/r_e$  должно быть фиксировано с большой точностью (например, внешним электрическим полем, поддерживающим равномерное вращение частицы). Энергия, излучаемая за один период вращения электрона, равна

$$\frac{2\pi}{\omega_e} I_k = k\hbar\omega_e n_k. \quad (10)$$

Потери на излучение незначительны, если циклическая частота

$$\omega_e \ll \frac{E_e}{k\hbar n_k} \sim 10^{13} \frac{E_e}{\text{МэВ}} \frac{10^8}{kn_k} \text{ Гц}. \quad (11)$$

Аналогичная картина имеет место при других  $1 < \epsilon_0 \leq 5$  и  $E_e \leq 5$  МэВ, когда выполнено условие Черенкова (см. табл.1). Более того, в определенных случаях (см. 2-4-ые строки табл.1) наблюдается сверхсильное излучение с

$$n_k > \frac{2\pi\epsilon_e}{\lambda_k} = k \frac{v}{c}. \quad (12)$$

Численные расчеты дублировались двумя независимыми программами. Одна из них, более простая, была составлена с помощью Mathematica, а другая, более быстродействующая, на языке Pascal.

Формулы (3) не справедливы для электрона, вращающегося внутри сферической полости в бесконечной среде, и поэтому соответствующие расчеты не проводились.

Таблица 1. Среднее число квантов  $n_k$  электромагнитного поля, испущенных в течение одного оборота электрона.

| $k$ |   | Вращение в сплошной среде |                      |                      | Вращение вокруг шара в вакууме |            |                 |            |
|-----|---|---------------------------|----------------------|----------------------|--------------------------------|------------|-----------------|------------|
|     |   | $\varepsilon=1$           | $\varepsilon=3$      | $\varepsilon=5$      | $\varepsilon=3$                |            | $\varepsilon=5$ |            |
|     |   | $n_k$                     | $n_k$                | $n_k$                | $\mu$                          | $n_k(\mu)$ | $\mu$           | $n_k(\mu)$ |
| 20  | 1 | $3.07 \cdot 10^4$         | $2.37 \cdot 10^{-2}$ | $3.18 \cdot 10^{-2}$ | 6.6433228                      | 4.13       | 5.2992          | 1.76       |
|     | 3 | $2.72 \cdot 10^{-3}$      | $3.32 \cdot 10^{-2}$ | $3.33 \cdot 10^{-2}$ | 0.5432354                      | 201        | 3.482           | 0.34       |
|     | 5 | $3.00 \cdot 10^{-3}$      | $3.42 \cdot 10^{-2}$ | $3.63 \cdot 10^{-2}$ | 1.480803                       | 133        | 2.596109        | 133        |
| 40  | 1 | $2.39 \cdot 10^{-5}$      | $1.93 \cdot 10^{-2}$ | $3.11 \cdot 10^{-2}$ | 0.82132                        | 9.64       | 1.13910742      | 2260       |
|     | 3 | $1.57 \cdot 10^{-3}$      | $2.90 \cdot 10^{-2}$ | $3.77 \cdot 10^{-2}$ | 1.2224                         | 0.65       | 0.9986          | 0.65       |
|     | 5 | $1.85 \cdot 10^{-3}$      | $3.22 \cdot 10^{-2}$ | $3.47 \cdot 10^{-2}$ | 4.801                          | 0.16       | 1.50036         | 1.45       |

Примечание:  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость вещества. В случае шара для каждой тройки значений  $k$ ,  $E_e$  и  $\varepsilon$  выбрано и приведено одно значение отношения радиуса шара к радиусу орбиты электрона  $r_0/r_e = 1-0.01\mu$ , при котором  $n_k(\mu)$  существенно больше  $e^2/hc$ .

#### 4. Выводы

Рассчитана интенсивность излучения электрона с энергией несколько МэВ, равномерно вращающегося вокруг шара, в его экваториальной плоскости. Вещество шара считается прозрачным, а его диэлектрическая проницаемость  $1 < \varepsilon \leq 5$ . Установлено, что в течение одного оборота электрона в среднем может испускаться  $n_k > k$  квантов электромагнитного поля, где  $k$  – номер излучаемой гармоники ( $k \leq 50$ ). При отсутствии шара или при вращении электрона в бесконечной среде с тем же  $\varepsilon$  аналогичная величина  $n_k < 0,05 \approx e^2/hc$ . Столь сильное излучение имеет место, когда поверхность шара расположена на определенном расстоянии от орбиты электрона и когда удовлетворяется условие Черенкова для электрона и вещества шара.

Наглядная интерпретация явления будет приведена в [18].

Авторы признательны проф. А.Р.Мкртчяну за постоянный интерес к работе и поддержку.

Работа выполнена в рамках гранта 96-703 Министерства образования и науки Республики Армения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М.Болотовский, УФН, 75, 295 (1961).
2. В.П.Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М., Атомиздат, 1968.
3. И.М.Франк. Излучение Вавилова-Черенкова. Вопросы теории. М., Наука, 1988.
4. М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1969.
5. Г.М.Гарибян, Ян Шн. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1983.

6. В.Л.Гинзбург, В.Н.Цытович. Переходное излучение и переходное рассеяние. М., Наука, 1984.
7. В.А.Базылев, Н.К.Жеваго. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М., Наука, 1987.
8. М.А.Кумахов. Излучение каналированных частиц в кристаллах. М., Энергоатомиздат, 1986.
9. А.И.Ахиезер, Н.Ф.Шульга. Электродинамика высоких энергий в веществе. М., Наука, 1993.
10. А.А.Соколов, И.М.Тернов. Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
11. И.М.Тернов. УФН, 165, 429 (1995).
12. В.Н.Цытович. Вестник МГУ, 11, 27 (1951).
13. К.Kitao. Progr. Theor. Phys., 23, 759 (1960).
14. М.П.Магомедов. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 4, 271 (1969).
15. С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян. Известия НАН Армении, Физика 99 (1995).
16. С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, Х.В.Котанджян. Известия НАН Армении, Физика, 30, 106 (1995).
17. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., Наука, 1973.
18. Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, в печати.

ԳԻԼԵԿԵՏՐԻԿ ԳՆՂԻ ԸՈՒՐՁԸ ՊՏՏՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐ  
ԱՆՈՍԱԼ ՈՒԺԵՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Լ. Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Հ. Ֆ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս. Ռ. ԱՐՁՈՒՄԱՆՅԱՆ

Ապացուցված է, որ դիէլեկտրիկ գնդի շուրջը, հասարակածի հարթությունում, էլեկտրոնի սյուտման դեպքում հնարավոր է անոմալ ուժեղ ճառագայթում: Վերջինս տեղի ունի, երբ էլեկտրոնի ուղեծրի նկատմամբ գնդի մակերևույթը գտնվում է որոշակի հեռավորության վրա, եւ երբ էլեկտրոնի ու գնդի նյութի համար բավարարվում է Չերենկովի պայմանը:

ON THE POSSIBILITY OF ABNORMALLY INTENSE RADIATION DUE  
TO THE ROTATION OF ELECTRON AROUND A DIELECTRIC SPHERE

L. SH. GRIGORIAN, H. F. KHACHATRIAN, S. R. ARZUMANIAN

Abnormal intense radiation due to the uniform rotation of electron around the equatorial plane of a dielectric sphere has been obtained. It takes place when the surface of the sphere is at a specific distance from the orbit of electron and when the Cerenkov condition for electron and the matter of the sphere is satisfied.

УДК 535:621.372

## ВОЛНОВОД, ЗАПОЛНЕННЫЙ ИСКУССТВЕННОЙ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДОЙ

О. М. АРАКЕЛЯН, А. А. ГЕВОРГЯН, О. С. ЕРИЦЯН,  
Г. А. ТОВМАСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 июля 1997г.)

Рассмотрено распространение электромагнитной волны в круглом волноводе, заполненном средой, имитирующей молекулярную оптическую активность в области сверхвысоких частот. Получено уравнение для постоянной распространения.

### 1. Введение

Пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости, обуславливающая естественную оптическую активность (естественную гиротропию), проявляется в видимой области длин волн [1-3]. При переходе к области более длинных волн эффекты естественной гиротропии быстро гаснут. Поэтому в области сверхвысоких частот (СВЧ) приходится говорить только об искусственных средах, имитирующих гиротропию [4]. Что касается пространственной дисперсии магнитной проницаемости, то она обычно начинается с квадратичных по компонентам волнового вектора членов [5] и поэтому не приводит к гиротропии.

При исследовании волноводного распространения обычно уделяется внимание только одному из двух широко распространенных типов гиротропии (гиротропия, наведенная магнитным полем и гиротропия, обусловленная право-левой асимметрией пространственной структуры среды), а именно, магнитооптической активности [6-9]. Между тем структурная гиротропия (т.е. гиротропия, обусловленная право-левой асимметрией пространственной структуры среды) представляет самостоятельный интерес благодаря тому, что отличается по своей природе от магнитооптической активности. Эти два проявления гиротропии отличаются даже по внешнему признаку — по повороту плоскости поляризации, общему для обеих типов сред: в магнитоактивных средах направление вращения плоскости поляризации определяется направлением внешнего магнитного поля, а в структурно гиротропных средах — направлением распространения волн. Это отличие, в сочетании с особенностью волноводного распространения — с существованием критической длины волны, проявляется сразу же, как только приступаем к изучению распространения волн: уравнение для постоянной распространения содержит нечетную (первую) ее степень, что означает неэквивалентность прямого и обратного направлений распространения.

Исследование волноводного распространения в средах со структурной гиротропией представляет интерес, на наш взгляд, в связи с указанной неэквивалентностью. С практической точки зрения такая неэквивалентность может быть использована для создания элементов, по-разному воздействующих на прямую и обратную волны (например, вводящих разные набеги фаз в эти волны). Получение и анализ уравнения для постоянной распространения – цель настоящей работы.

## 2. Уравнение для постоянной распространения $k_z$

Право-левая асимметрия пространственной структуры среды, приводящая к гиротропии, может быть обусловлена асимметричным расположением сравнительно простых элементов среды (имеющих, например, эллипсоидальную форму) друг относительно друга [4], а также право-левой асимметрией самих элементов, распределенных в пространстве хаотично и имеющих хаотическую ориентацию. Второй вариант рассмотрен, например, в [10]: элементы среды – отрезки винтовых спиралей, сделанных из проводника. Необходимая для существования гиротропии нелокальность действия электрического и магнитного полей осуществляется благодаря электропроводности. В [11] рассмотрены среды, в которых нелокальность обусловлена передачей намагниченного состояния из одной части элемента в другую. Такие среды отличаются от сред из проводящих спиралей малой электропроводностью, если элементы сделаны из феррита. Сами элементы имеют вид отрезков спирали, как у среды, рассмотренной в [10]. В [11] показано, что намагниченность среды содержит слагаемое  $\gamma_m \operatorname{rot} \mathbf{H}$  ( $\mathbf{H}$  – магнитное поле волны), что дало основание описать такие среды материальными уравнениями

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} + \gamma_e \operatorname{rot} \mathbf{E}, \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} + \gamma_m \operatorname{rot} \mathbf{H}, \quad \varepsilon \gamma_m = \mu \gamma_e, \end{aligned} \quad (1)$$

из которых мы будем исходить (см. [2]).

В рамках этих уравнений граничные условия для тангенциальных компонент полей (эти условия используются при получении уравнения для постоянной распространения) и вектор плотности потока энергии имеют обычный вид (о разных формулировках материальных уравнений см. [2]).

Метод получения уравнения для  $k_z$  аналогичен разработанному в [6]. Для постоянной распространения в случае монохроматической волны, распространяющейся в круглом волноводе, заполненном средой (1), получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} a_1 [u_1^3 I_n'(u_1 R) + Q u_2^3 I_n'(u_2 R)] + a_2 [u_1^2 I_n(u_1 R) + Q u_2^2 I_n(u_2 R)] - \\ - a_3 [u_1 I_n'(u_1 R) + Q u_2 I_n'(u_2 R)] = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{\omega^2}{c^2} q^2 \mu \varepsilon - k_z^2 - \frac{\omega^4}{c^4} q^2 G^2, & a_2 &= -2 \frac{\omega^2}{c^2} q \frac{n}{R} k_z G, \\ a_3 &= (k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} q^2 \varepsilon \mu)^2 + 2 \frac{\omega^4}{c^4} q^2 G^2 (k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2} q^2 \varepsilon \mu), & Q &= -\frac{I_n(u_1 R)}{I_n(u_2 R)}, \\ q &= (1 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma_e \gamma_m)^{-1}, & G &= \frac{1}{2} (\varepsilon \gamma_m + \mu \gamma_e) = \varepsilon \gamma_m = \mu \gamma_e, \end{aligned} \quad (3)$$

$R$  – радиус волновода, ось которого направлена вдоль оси  $z$ ,  $I_n(u_{1,2}r)$  – функции Бесселя  $n$ -ого порядка,  $r$  – расстояние данной точки волновода от его оси,

$$u_{1,2}^2 = \left( \frac{\omega}{c} q \sqrt{\varepsilon \mu} \pm \frac{\omega^2}{c^2} q G \right)^2 - k_z^2, \quad I_n'(u_{1,2}R) = \left( \frac{\partial I_n(u_{1,2}r)}{\partial (u_{1,2}r)} \right)_{r=R}, \quad (4)$$

$\omega$  – частота волны.

Продольная компонента электрического поля при заданном  $n$  представится в виде:

$$E_z(r, \varphi, z, t) = A [I_n(u_1 r) + Q I_n(u_2 r)] \exp i(k_z z + n \varphi - \omega t). \quad (5)$$

Это – общее решение дифференциального уравнения для  $E_z$ :

$$\begin{aligned} \nabla^4 E_z + 2 \left( \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu q^2 - k_z^2 + \frac{\omega^4}{c^4} q^2 G^2 \right) \nabla^2 E_z + \\ + \left[ \left( \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu q^2 - k_z^2 + \frac{\omega^4}{c^4} q^2 G^2 \right)^2 - 4 \frac{\omega^6}{c^6} q^4 \varepsilon \mu G^2 \right] E_z = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

( $\nabla$  – двумерный оператор Лапласа в плоскости  $x, y$ ). Компоненты  $E_\varphi, E_r, H_\varphi, H_r, H_z$  выражаются через  $E_z$  с помощью уравнений Максвелла. Вывод уравнения (6), а также соотношений, выражающих компоненты  $H$  и  $E_\varphi, E_r$  через  $E_z$ , мы не приводим, так как с математической точки зрения имеется полная аналогия с работой [6].

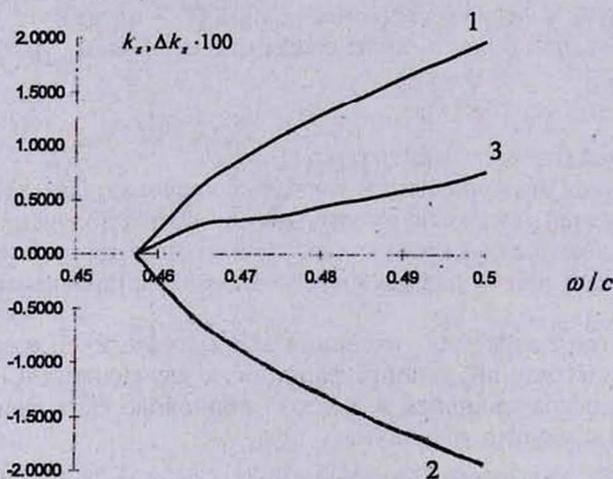


Рис.1.

В отличие от волновода, заполненного продольно намагниченной магнитоактивной средой [6], в волноводе, заполненном средой (1) с пространственной дисперсией, два взаимно противоположных направления распространения не эквивалентны: для одной и той же моды, соответствующей фиксированному значению  $n \neq 0$ , модули постоянной распространения  $k_z$  неодинаковы для прямой и обратной волн в волноводе. Это обусловлено присутствием  $k_z$  в нечетной степени в (2):  $a_2 = -2(\omega^2/c^2)q(n/R)k_z G$ . Такая невзаимность, известная для естествен-

но гиротропной среды (также описываемой уравнениями вида (1)) в случае свободного распространения, в случае волноводного распространения приобретает особенность, обусловленную существованием критической частоты. А именно, на фиксированной частоте имеем разные отстройки величины  $k_z$  от ее критического значения  $k_z = 0$  (при котором невозможно распространение волны), соответствующие прямой и обратной волнам.

На рис.1 приведены кривые частотной зависимости  $k_z$ . Кривая 1 описывает зависимость  $k_z$  от  $\omega$  для прямой волны, кривая 2 – для обратной волны, кривая 3 – зависимость разности модулей  $k_z$  для прямой и обратной волн от  $\omega$  при  $n = 1$  и следующих значениях параметров среды:  $\epsilon = 6$ ,  $\mu = 1,2$ ,  $G = 0,006$ . Радиус волновода  $R = 1,5$  см.

### 3. Обсуждение

В уравнении, определяющем  $k_z$  для волновода с магнитоактивной средой, первая степень  $k_z$  отсутствует, в то время как для среды (1) такая степень имеется. Такое различие обусловлено различным характером гиротропии для среды (1) и магнитоактивной среды. А именно, фазовая скорость волны (поляризованной по правому или левому кругу) в магнитоактивной среде меняется, когда меняется направление обхода вектора электрической индукции вокруг направления внешнего магнитного поля (для простоты полагаем, что последнее параллельно направлению распространения), в то время как фазовая скорость в среде (1) меняется, когда меняется указанное выше направление обхода вокруг направления распространения. Исходя из этого, рассмотрим точки на оси волновода. При фиксированном  $n$  направление обхода вокруг направления оси  $z$  одинаково для прямой и обратной волн и составляет правовинтовую или левовинтовую систему. При изменении направления распространения на обратное правизна этого обхода (обход по правому или по левому винту) вокруг направления магнитного поля остается неизменной, поэтому в магнитоактивной среде  $|k_{z \text{ прям.}}| = |k_{z \text{ обр.}}|$ . Но в среде (1) при неизменном  $n$  направление упомянутого обхода вокруг направления распространения меняется, когда меняется это направление на обратное. Поэтому  $|k_{z \text{ прям.}}| \neq |k_{z \text{ обр.}}|$ .

Указанное различие выражено в самих материальных уравнениях. Так, в простейшем случае изотропной магнитоактивной среды связь между  $D$  и  $E$  может быть записана в виде [1]

$$D = \epsilon E + i[gE], \quad (7)$$

( $g$  – вектор гирации, направленный вдоль внешнего магнитного поля). Для изотропной среды со структурной гиротропией имеем [1]

$$D = \epsilon E + i\gamma[kE] \quad (8)$$

( $\gamma$  – псевдоскаляр). Уравнение (7) не меняется при замене  $k \rightarrow -k$ , в то время как уравнение (8) меняется.

Отметим, что указанное отличие между уравнениями (7) и (8) является выражением известного в оптике факта: при распространении плоскополяризованного света “туда и обратно” магнитооптические повороты складываются, а при распространении в естественно гиротропной среде – вычитаются, и результирующий поворот равен нулю.

В аспекте сказанного представляет интерес рассмотрение рас-

пространения электромагнитной волны в волноводе, заполненном средой, обладающей необратимостью волн [12], имеющей место при одно-временном присутствии право-левой асимметрии пространственной структуры среды и магнитооптической активности. Эта задача будет рассмотрена в следующем сообщении.

Работа выполнена в рамках темы 96-896, финансируемой из централизованных источников РА.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.В.Волькенштейн. Молекулярная оптика. М.-Л., ГИТТЛ, 1951.
2. Ф.И.Федоров. Теория гиротропии. Минск, Наука и техника, 1976.
3. В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1979.
4. Н.А.Хижняк. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев, Наукова думка, 1988.
5. А.И.Ахизер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны. М., Наука, 1967.
6. М.А.Гинзбург. ДАН СССР, 95, 489 (1954).
7. А.Г.Гуревич. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., ГИФМЛ, 1960.
8. А.Л.Микаэлян. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963.
9. Д.И.Семенов, А.И.Шутый, О.В.Иванов. Радиотех. и электр., 41, 421 (1996).
10. D.L.Jaggard, A.R.Mikhelson, C.H.Papas. Appl. Phys., 18, 211 (1979).
11. О.С.Ерицян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 115 (1998).
12. О.С.Ерицян, УФН, 138, 645 (1982).

ԱՐՀԵՍՏԱԿԱՆ ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ ԼՅՎԱՅ ԱԼԻԶՍԱՐ

Հ. Մ. ԱՌԱԶԵԼՅԱՆ, Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Հ. Հ. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ

Դիտարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածումը կլոր ալիքատարում, որը լցված է գերբարձր հաճախությունների տիրույթում մոլեկուլային օպտիկական ակտիվությամբ նմանակող միջավայրով: Ստացված է հավասարում տարածման հաստատունի համար:

## WAVEGUIDE FILLED WITH AN ARTIFICIAL GYROTROPIC MEDIUM

H. M. ARAKELIAN, A. H. GEVORGIAN, H. S. ERITSYAN, H. H. TOVMASIAN

The propagation of electromagnetic wave in circular waveguide filled with an artificial medium imitating the natural gyrotropy is considered. The equation for the propagation constant is obtained.

УДК 626.373

## ВОЛНОВОД С ТОНКИМИ ИМПЕДАНСНЫМИ ПЛЕНКАМИ

Г. Г. ОКСУЗЯН, Э. С. ПОГОСЯН, А. Д. ТЕР-ПОГОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 27 ноября 1997г.)

Исследовано распространение волны в волноводе, содержащем тонкие проводящие пленки. Рассмотрена возможность использования резонатора с импедансными стенками в качестве датчика ускоренного пучка заряженных частиц на основе переходного излучения в резонаторе. Проведено экспериментальное моделирование резонатора-датчика.

Переходное излучение может быть использовано для измерения параметров пучков заряженных частиц. Однако большинство типов датчиков (резонаторные, волноводные и др.), включенных в тракт ускорителя, находятся либо под высоким вакуумом, либо отделены от вакуума диэлектрической пролетной трубкой [1]. В последнем случае возникает проблема снятия статического заряда с поверхности диэлектрика.

Для решения этой задачи нами была исследована возможность создания резонаторного датчика со сверхтонкими металлическими стенками, которые обеспечивают достаточную радиопрозрачность для отбора энергии переходного излучения.

Для коэффициентов отражения и прохождения волны через тонкую металлическую пластину в волноводе получены следующие выражения, аналогичные выражениям для свободного пространства [2]:

$$R^E = R^H = \frac{|\varepsilon''| \alpha^2}{(\sqrt{|\varepsilon''|} \cdot \alpha + \sqrt{2})^2}; \quad T^E = T^H = \frac{2}{(\sqrt{|\varepsilon''|} \cdot \alpha + \sqrt{2})^2}, \quad (1)$$

где  $R^E, R^H$  и  $T^E, T^H$  — коэффициенты отражения и прохождения волны для  $E$  и  $H$  моды в волноводе,  $\varepsilon''$  — мнимая часть диэлектрической проницаемости,  $\alpha = \operatorname{Re}(\gamma \Delta)$ ,  $\gamma = \omega / c \sqrt{|\varepsilon''|} \cdot e^{-i\pi/4}$ ;  $\Delta$  — толщина пластины,

$$\operatorname{Re} \gamma = -\operatorname{Im} \gamma = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{|\varepsilon''|}; \quad \operatorname{Re} \gamma \delta = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{|\varepsilon''|} \cdot \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}} = 1,$$

$\delta$  — толщина скин-слоя,  $\sigma$  — проводимость пластины.

Результаты эксперимента приведены на рис.1. Металлическая пластина (пленка) устанавливалась перпендикулярно оси прямоугольного волновода и перекрывала сечение полностью.

В качестве основы для металлического покрытия использовался майлар (0,1мм). По обе стороны от исследуемой пленки были включены волноводные ферритовые вентили с развязкой ~35 дБ. Это позволило ис-

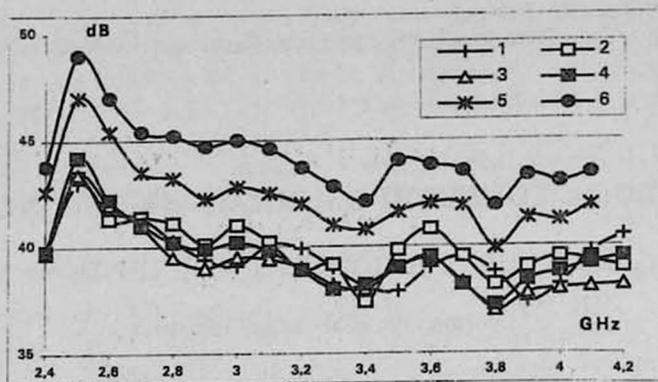


Рис.1. Зависимость затухания волны, прошедшей через Al-пленку в волноводе, от частоты и толщины металла: 1 – 66, 2 – 77, 3 – 112, 4 – 127, 5 – 140, 6 – 186 Å.

ключить ошибки, связанные с большими коэффициентами отражений и резонансными явлениями в тракте измерений. Следует отметить хорошее совпадение расчетного и измеренного затухания. Для толщины 66 Å расчет дает 48,5 дБ, а измерение – 43,5 дБ. Это расхождение можно объяснить ошибками в измерении толщины металлического покрытия, его неравномерностью и технологией изготовления пленки [3]. Значительное затухание, которое вносит одиночная пленка, несмотря на условие  $\Delta/\delta \ll 1$  (для Al-пленки на частоте ~ 3 ГГц  $\delta \sim 15000$  Å) говорит о том, что имеет место существенное отражение даже от очень тонкого слоя проводника (рис.2).

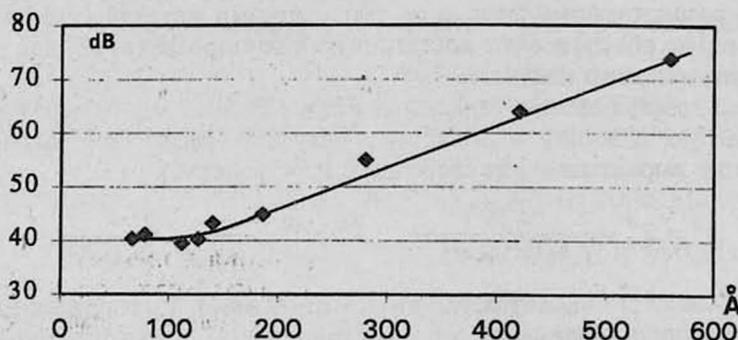


Рис.2. Зависимость потерь в волноводе от толщины Al-пленки на частоте 2800 МГц.

Увеличить прозрачность пленки можно, если значительно уменьшить ее толщину (рис.1,2). Однако существует некоторая минимальная толщина, которая определяется требованием надежности работы устройств в аппаратуре ускорителей заряженных частиц. В связи с этим нами была рассмотрена также возможность увеличения прозрачности пленки при ее наклонном расположении относительно оси волновода (рис.3). Уменьшение потерь при углах пленки 15° и 30° на частоте ~ 3400 МГц можно объяснить близостью угла падения плоских волн к углу наибольшей поляризации [2,4].

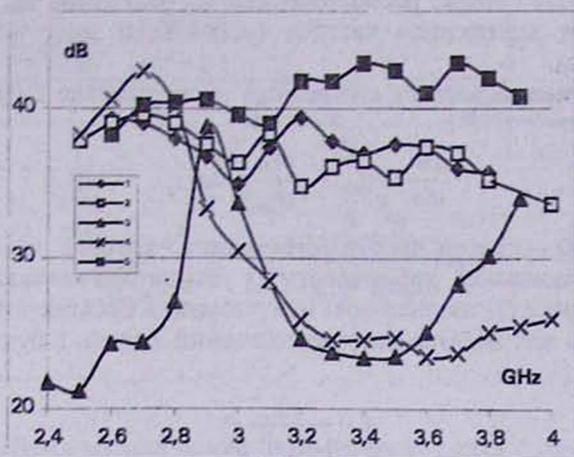
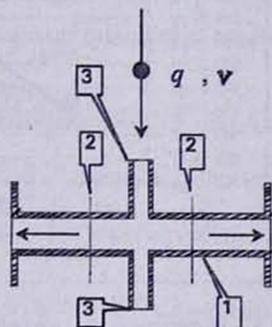


Рис.3. Потери на Al-пленке толщиной 66 Å в диапазоне частот при различных углах пленки относительно оси волновода (срез по узкой стенке): 1 – 15°, 2 – 30°, 3 – 45°, 4 – 60°, 5 – 75°.

Моделирование излучения датчика пучка (рис.4) осуществлялось с помощью зонда, установленного по траектории движения частицы, пронизывающей резонатор между двумя импедансными стенками.

Рис.4. Схема датчика (преобразователя): 1 – волновод, 2 – Al-пленки, 3 – предельные волноводы для пролета заряженной частицы;  $q$ ,  $v$  – заряд и скорость частицы, пересекающей волновод перпендикулярно его оси.



Излучение зонда и его зеркального изображения на противоположной стенке волновода моделирует генерацию переходного излучения пролетающей релятивистской частицы. Нами показано, что энергия переходного излучения определяется выражением

$$W = \int \frac{f(\omega)}{|M_{mn}|^2} d\omega, \quad (2)$$

которое при  $|M_{mn}| = 1$  совпадает с выражением энергии переходного излучения частицы, пересекающей бесконечный регулярный волновод перпендикулярно его оси [5]. Для толщины пленок меньше скин-слоя, как для  $E$ , так и для  $H$ -типов волн

$$|M_{mn}|^2 = 1 + 2\sqrt{2}\alpha \cdot \sqrt{|\epsilon''|} \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} d\right),$$

где  $\lambda_g$  – длина волны в волноводе. Фактор  $|M_{mn}|$  обусловлен наличием



двух импедансных стенок, расположенных на расстоянии  $2d$ , между которыми пролетает заряженная частица (установлен зонд, имитирующий пролет частицы).

Значения измеряемых сигналов в эксперименте будут соответствовать величине

$$\frac{dW}{d\omega} \Delta\omega_{reg} = \frac{f(\omega)}{|M_{mn}|^2} \Delta\omega_{reg}, \quad (3)$$

где  $\Delta\omega_{reg} = \Delta\omega/Q$  – полоса частот регистрации, которая уменьшается обратно пропорционально добротности  $Q$  резонатора-датчика. Если нормировать значение (3) на энергию, излучаемую в бесконечном волноводе в полосе  $\Delta\omega$ , то для нормированных значений потерь  $L$  будем иметь выражение

$$L = \frac{1}{|M_{mn}|^2 Q}. \quad (4)$$

Измерения (рис.5) хорошо согласуются с расчетными значениями, полученными по формуле (4).

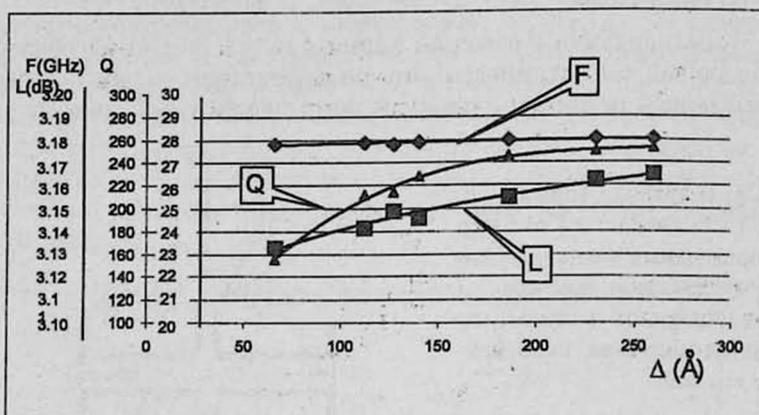


Рис.5. Зависимость потерь ( $L$ ), резонансной частоты ( $F$ ) и добротности ( $Q$ ) резонатора от толщины ( $\Delta$ ) импедансных стенок датчика.

Представляет интерес оценка выхода переходного излучения из резонатора-датчика в зависимости от его формы. С этой целью исследовался резонатор с наклонным расположением импедансных тонких стенок. Зависимости измеренных относительных амплитуд  $A/A_{max}$  от частоты приведены на рис.6. Наклонное расположение стенок увеличивает энергетический выход на  $\sim 5$  дБ.

Между тем для параметров линейного ускорителя Ереванского синхротрона в случае прямого расположения импедансных стенок толщиной  $\sim 200$  Å мощность переходного излучения, вышедшего из резонатора, составит  $\sim (1+2)$  Вт, что вполне достаточно для регистрации и анализа характеристик пучка. С другой стороны, проводящий слой такой толщины обеспечивает механическую устойчивость и стекание статического заряда.

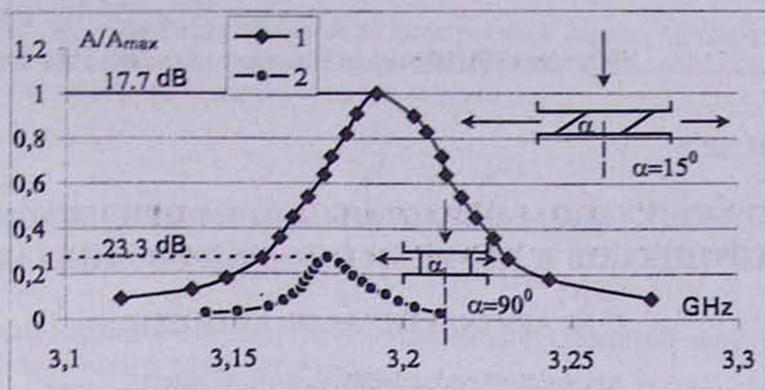


Рис.6. Характеристики резонаторов-датчиков пучка с импедансными стенками. Толщина Al-пленки – 66 Å. Пленки расположены под углами: 1 – 15° и 2 – 90°.

В заключение авторы выражают благодарность Э.Д.Газазяну за помощь в работе и ценные замечания. Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ А-087.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Москалев, Г.И.Сергеев. Измерение параметров пучков заряженных частиц. М., Энергоатомиздат, 1991.
2. М.Бори, Э.Вольф. Основы оптики. М., Наука, 1970.
3. В.В.Служкая. Тонкие пленки в технике сверхвысоких частот. М.-Л., Госэнергоиздат, 1962.
4. Х.С.Арутюнян, Э.А.Беглоян, Э.М.Лазиев, Г.Г.Оксузян. Условие Брюстера в волноводе. Препринт ЕрФИ-286(11)-78, 1978.
5. К.А.Барсуков, Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев. Изв. вузов, Радиофизика, 15, 192 (1972).

#### ԱՆԻՐԱՏՄԱՆ ԲԱՐԱԿ ԻՍՊԵՂԱՆՍԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՎ

Գ. Գ. ՕՔՍՍՅԱՆ, Է. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Ա. Դ. ՏԵՐ-ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է ալիքի տարածումը ալիքատարում, որը պարունակում է հաղորդիչ բարակ թաղանթներ: Դիտարկված է բարակ իմպեդանսային պատեր ունեցող ռեզոնատորը որպես լիցքավորված մասնիկների առաջացված փնջի պարամետրների չափման տվիչ՝ հիմնված փնջի անցումային ճառագայթման օգտագործման վրա: Կատարված է այդպիսի ռեզոնատոր-տվիչի փորձարարական մոդելավորումը:

#### WAVEGUIDE WITH THIN IMPEDANCE FILMS

G. G. OKSUZYAN, E. S. POGOSSIAN, A. D. TER-POGOSSIAN

The wave propagation in a waveguide with thin impedance films is investigated. An application of a cavity with thin impedance walls as a bunch parameter pickup based on the transition radiation in the cavity is considered. The cavity-pickup model is investigated experimentally.

УДК 621.382.2

## О МОДЕЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОРИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. М. АРУТЮНЯН, М. Ж. ГУЛИНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 апреля 1998 г.)

Получены формулы для оценки пористости материала, размеров и оптической ширины запрещенной зоны нанокристаллитов в нем. Введено понятие критической пористости, выше которой ожидается интенсивная люминесценция из пористого кремния в видимом диапазоне волн. Показана возможность использования результатов, полученных в теории протекания, для рассмотрения физических явлений в пористых полупроводниках.

Интерес к физическим явлениям в пористом кремнии не спадает (см., например, [1]). Созданы также первые оптоэлектронные схемы на основе только основного материала электроники – кремния [2,3]. Кремний, как известно, является при комнатной температуре непрямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны  $E_g^0 = 1,124$  эВ.

Наблюдавшееся во многих работах излучение из пористого кремния в видимом диапазоне длин волн при комнатной температуре связывается в большинстве случаев с квантово-размерными эффектами, реализующимися в микрокристаллах пористого кремния, окруженных слоем двуокиси кремния. Делаются многочисленные попытки определить ширину запрещенной зоны  $E_g$  кристаллитов из пористого кремния. Так, например, в [4,5]  $E_g$  принято равным 1,8 эВ, в [6] – 2+2,1 эВ, в [7] – 2,2 эВ, в [8] – 2,4 эВ, в [9] – 2,56 эВ, в [2,3] – 2,6 эВ, в [10] – 2,9 эВ и т.д. Предполагается, что в результате проведения соответствующих технологических операций образуется однородная среда, состоящая из близких по размерам микрокристаллитов (зерен) кремния, соответствующих диэлектрических ( $\text{SiO}_2$ ) межзеренных границ и воздушных пор. Оптическая ширина запрещенной зоны  $E_g(d)$  зависит от размера зерен (нанокристаллитов)  $d$ . Так, в приближении параболических зон и бесконечного потенциала между нанокристаллитами кремния и окружающей их матрицей из двуокиси кремния, ширина запрещенной зоны  $E_g(d)$ , отсчитываемая от валентной зоны до самого низкого возбужденного состояния в потенциальной яме в зоне проводимости, определяется из выражения для зависимости уширения запрещенной зоны (оптической щели) от размера нанокристаллита, которое записывается в виде [11,12]

$$\Delta E_g = E_g(d) - E_g^0 = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{d^2} \left( \frac{1}{m_h^*} + \frac{1}{m_e^*} \right) - \frac{3.572e^2}{\epsilon d} - \frac{0.124e^4}{\hbar^2 \epsilon^2} \left( \frac{1}{m_h^*} + \frac{1}{m_e^*} \right), \quad (1)$$

где  $m_e^*$ ,  $m_h^*$  — эффективные массы электронов и дырок, соответственно,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала. Если использовать известное выражение для боровского радиуса

$$a_B = \frac{\hbar^2 \epsilon}{e^2} \left( \frac{1}{m_h^*} + \frac{1}{m_e^*} \right), \quad (2)$$

то получим следующее выражение для  $\Delta E(d)$  в виде

$$\frac{\epsilon}{e^2} \Delta E = 19.74 \frac{a_B}{d^2} - 3.752 \frac{1}{d} - 0.124 \frac{e^4}{\epsilon^2 \hbar^4} a_B, \quad (3)$$

которое справедливо для случая трехмерной квантовой ямы и слабом квантовании при размерах  $d \geq 4a_B$ .

Так как для Si  $a_B = 4,3$  нм, то для нанокристаллитов размером меньше 15-17 нм зависимость  $\Delta E_g \sim d^{-n}$  с  $n = 2$ , скорее всего, не должна наблюдаться. Так, например, на рис. 4 в [12] и рис. 61 в [1] представлены как предсказываемые различными теоретическими работами зависимости уширения запрещенной зоны (оптической щели) от размера нанокристаллитов, так и экспериментально наблюдаемые зависимости. Из этого анализа следует, что расчеты в рамках указанной выше упрощенной модели не дают адекватных результатов для части мезопористых и всех микропористых образцов.

Обычно ограничиваются учетом в правой части (3) только первого члена, т.е. записывают эту зависимость в виде

$$\Delta E_g \sim d^{-2}, \quad (4)$$

что, как нетрудно убедиться, справедливо, по меньшей мере, если  $5,5a_B > d$ , т.е. на размер  $d$  накладывается довольно жесткое ограничение  $5,5a_B > d > 4a_B$ .

В реальной квантовой яме барьеры, ограничивающие движение электронов и дырок, естественно, имеют конечную высоту и волновые функции частиц "проникают" под барьеры. Однако, до достаточно высоких электрических полей (в GaAs до  $10^5$  В/см, а в пористом кремнии еще выше) волновые функции часто резко затухают и вышеуказанная зависимость  $\Delta E_g$  с  $n = 2$  сохраняется и в этом приближении.

Очевидно, что необходимы разъяснения по величине  $n$ , отличной от 2, тем более, что такие значения наблюдаются на эксперименте довольно часто. Дальнейшее теоретическое рассмотрение этой проблемы при сильном квантовании при  $d \ll a_B$ , с учетом экситонов и при отказе от приближения эффективной массы (см., например, [1-3]) дает значения  $n$  для зависимости  $\Delta E_g$ , лежащие в диапазоне от 1,39 [13-16] до 1 [17]. В цитируемых выше работах можно найти ссылки на работы, в которых осуществлены расчеты зонной структуры соответствующих кластеров, проволок и слоев. В частности, в [13,17] показано, что  $n$  и соответствующие коэффициенты в зависимости  $\Delta E$  от  $d$  меняются в зависимости от ориентации. Во всех случаях  $E_g^{<110>} < E_g^{<111>} < E_g^{<100>}$ . Вместе с тем для всех возможных случаев расчетов можно записать формулу для зависимости уширения запрещенной зоны от  $n$  в виде (см. [15])

$$\Delta E_g = \xi \left( \frac{a}{d} \right)^n, \quad (5)$$

где  $n \leq 2$ ,  $a$  – постоянная решетки,  $\xi$  – соответствующий нормирующий коэффициент.

Представление пористого кремния в виде совокупности одинаковых квантовых ям, на наш взгляд, не корректно для реальных случаев. Так можно поступать, если микрокристаллиты ( $a$ , соответственно, и поры) имеют одинаковый размер. Не наблюдалось в пористом кремнии, как нам известно, и резонансное туннелирование носителей заряда (в первую очередь, электронов) через систему барьеров, обычно сопровождающееся пиками и участками отрицательной дифференциальной проводимости  $N$ -типа на вольтамперной характеристике структур. Характеристики являются “гладкими”, без каких-либо экстремумов.

Модель пористого кремния, предложенная в [18-19], предполагает образование в нем микрокристаллов и пор различных размеров. Предполагается, что вблизи поверхности слоя пористого кремния микрокристаллы мельче, поры больше, чем в глубине слоя. Поэтому естественно предположить, что образующаяся последовательность квантовых ям различной ширины реально сводится к различной по глубине слоя пористого кремния ширине запрещенной зоны. В некотором приближении эта последовательность может быть заменена в крупном масштабе полупроводником с плавно изменяющейся шириной запрещенной зоны (варизонным полупроводником). Для получения лучших излучательных характеристик было бы хорошо, если бы размеры зерен упорядоченно увеличивались вглубь слоя пористого материала, что на эксперименте реализовать крайне трудно. Если нет такой идеальной зависимости, то открывается возможность кумуляции зарядов в областях с меньшими размерами зерен и формирования “встроенного” электрического поля, которое уже не будет постоянной величиной по глубине слоя. Тогда необходимы другие по сравнению с проведенными в [18,20-23] расчеты электро- и фотолюминесцентных характеристик, которые нетрудно провести.

Возможна ли “переменная” по глубине слоя пористость в принципе? Наблюдалась ли она на эксперименте? Не является ли рассматриваемый случай чрезмерно “экзотическим”? Возможно, пористость характеризует лишь часть удаленного из объекта полупроводника, а процесс порообразования не меняет размер кристаллитов? Если первое очевидно и следует из самого определения пористости, то второе надо доказать, изучив морфологию пористого кремния электронно-микроскопическими, рамановскими и оптическими методами.

Судя по ряду работ, в которых изучена структура пленок пористого кремния, уже в [24] отмечалась крупнозернистость слоя пористого кремния в объеме вблизи подложки из монокристаллического кремния и мелкозернистость у поверхности. Фотолюминесценция (ФЛ) не отмечалась даже при 4,2 К, несмотря на довольно разветвленную поверхность ( $250 \text{ м}^2 \text{ см}^{-3}$ ), пока пористость кремния не превышала по меньшей мере 30% [1]. Даже при пористости порядка 50%, в [25] наблюдалось лишь слабое излучение только в ближнем ИК диапазоне. Эффективная ФЛ наблюдалась лишь после достижения некоторой “пороговой” пористости. Например, в [2] показано, что пик ФЛ на 1,6 эВ (ближний ИК диапазон) появляется только при пористости  $\geq 40\%$ , при этом размеры нанокристаллитов не превышали 12,5-15 нм. Излучение на

~ 0,69 нм (видимый диапазон) наблюдалось при пористости ~ 80% и размере нанокристаллитов ~ 3 нм. Детальное же изучение микроскопической структуры пористого кремния неразрушающим методом рамановской спектроскопии, проведенное в [26], свидетельствует, что имеет место распределение размеров нанокристаллитов по глубине слоя пористого кремния, причем этим распределением и пористостью можно управлять путем изменения плотности тока в процессе электрохимического травления микрокристаллической кремниевой подложки, в результате чего формируется слой пористого кремния. Так, пористость изменялась от 29 до 73% при изменении тока от 9,4 до 219 мАсм<sup>-2</sup>, а размеры нанокристаллитов менялись от 15 до 1,4 нм. Вблизи поверхности доминировали нанокристаллиты двух основных размеров — 1,4 и 2,5 нм. Далее следовал слой с кристаллитами размерами 3,3 нм и довольно широкий слой из зерен размерами ~ 6 нм. Крупные зерна (9-15 нм) с увеличением тока на один порядок выше минимального тока, указанного выше, практически исчезали. Размерами нанокристаллитов можно было управлять и легированием подложки. Метод разрешаемой по глубине рамановской интенсивности неопровержимо свидетельствует о том, что размеры нанокристаллитов и пористость по глубине в пористых полупроводниках, в принципе, величины переменные. Пористость меняется и под воздействием давления [27]. Это позволяет утверждать, что предложенная в [18,19] модель имеет "право на жизнь" в случае пористого кремния. Конечно, она, на наш взгляд, бесспорна в первую очередь для твердых растворов с переменным составом (варизонных полупроводников).

Далее остановимся на некоторых вопросах, связанных с механизмом прохождения тока в такой сложной системе, как пористый полупроводник. Не будем обсуждать известные механизмы (см. [1]), предложим некоторый новый ракурс на проблему, в основе которого лежат достижения физики неупорядоченных полупроводников и, в частности, теория протекания (см., например, [28]).

Пористый полупроводник представим как совокупность кластеров из атомов кремния, окруженных SiO<sub>x</sub>. Подложку монокристаллического кремния на этом языке можно рассматривать как бесконечный кластер. Число узлов в каждом конкретном кластере определяется числом атомов кремния в нанокристаллите. Например, в простейшем случае, если кластер сферический, число атомов в нем равно  $4\pi l^3/3a^3$ . Учтем, что для кремния постоянная решетки равна 0,357 нм. Если, соответственно, наблюдавшиеся на опыте нанокристаллиты (кластеры) имеют размеры от 1,4 до 15 нм, то, если они сферические, эти кластеры должны содержать от 71 до 88283 атомов кремния (узлов).

Согласно теории протекания [28], среднее число узлов конечного кластера  $S$  определяется выражением

$$S \sim (x - x_c)^{-\gamma}, \quad (6)$$

где в рассматриваемом здесь объекте  $x$  — концентрация узлов, "выведенных из игры" из-за окисления,  $1 - x$  — концентрация (относительная доля) атомов кремния в системе, а  $\gamma$  — критический индекс в теории протекания. Очевидно, что в монокристаллической подложке кремния  $x = 0$ . Согласно [28],  $x_c$  есть порог протекания, т.е. верхняя граница тех

значений  $x$ , при которых вероятность того, что связь между окисленными узлами нарушается, равна нулю. При  $x < x_c$  протекания нет, а при  $x = x_c$  протекание имеет место. Будем считать, что в рассматриваемом нами случае пористого кремния вместо  $x$  можно записать более просто измеряемую величину — пористость материала  $p$ . Тогда под пороговой (критической) пористостью  $p_c$  (соответствующей  $x_c$ ) можно понимать то минимальное значение пористости в исследуемой структуре, когда можно ожидать новые, упомянутые в первой части настоящего сообщения результаты по излучению из кремния. Если воспользоваться следующей важнейшей величиной в теории протекания — радиусом корреляции  $L$ , то последний есть не что иное, как самый вероятный размер нанокристаллита (кластера) при данной пористости  $p$ . Тогда

$$L = \alpha(p - p_c)^{-\nu}. \quad (7)$$

Величины  $p_c$ ,  $\gamma$  и  $\nu$  будут обсуждены чуть ниже. Величину  $\alpha$  можно вычислить, зная сколько атомов кремния содержится в исследуемом кластере (нанокристаллите), обратив внимание на то, что радиус корреляции связан с концентрацией атомов в нанокристаллите  $N$  следующей формулой:

$$L \approx N^{-\frac{1}{3}} \left| \frac{r - r_c}{r_c} \right|^{-\nu}, \quad (8)$$

где  $r$  — радиус сферы, описанной вокруг узла в рамках теории протекания по случайным узлам [28], а  $r_c$  — порог протекания (перколяционный радиус). Очевидно, что есть пропорциональность между значениями  $r_c$  и критической пористостью  $p_c$ . Тогда на основе формул (7) и (8) радиус корреляции можно описать выражением

$$L \approx qN^{-\frac{1}{3}} \left| \frac{p - p_c}{p_c} \right|^{-\nu}. \quad (9)$$

Здесь  $q$  — некоторая постоянная, связывающая значения  $r_c$  и  $p_c$ . Проще всего предположить, что  $q = 1$ . Если это так, то из (8) и (9) следует, что радиус корреляции становится равным естественному масштабу длины  $N^{-1/3}$ , когда  $r = 2r_c$  или  $p = 2p_c$ . Для сферического 3D-кластера, например,  $N^{-1/3} \approx 1,6d/a$ . При более высоких значениях пористости радиус корреляции меняется и зависит, как и ожидалось, от размера зерен, в которых уже имеется все меньше и меньше атомов. Что касается величины  $p_c$ , то, согласно [28], ее значение в 3D-кристаллической решетке алмаза следует ожидать в диапазоне от 0,425 до 0,436. Критические индексы  $\gamma$  и  $\nu$ , по-видимому, универсальны и, скорее всего, не зависят от типа решетки (в 3D-случае значение  $\gamma$  находится, согласно [28], в диапазоне от 1,7 до 1,8, а  $\nu$  — от 0,82 до 0,94).

Так как зерно в случае пористого кремния есть не что иное, как кластер или нанокристаллит, то зная радиус корреляции, подставив выражение (7) в (5) или в (3) и ограничиваясь в правой части последнего только первым членом, получим соответствующее выражение для зависимости ширины запрещенной зоны кластера от пористости материала. Возможна оценка минимальной величины пористости исследуемого материала из данных эксперимента по формуле

$$p = p_c + \alpha^{1/\nu} \left[ E_z(d) - E_z^0 \right]^{1/\nu} \xi^{-1/\nu}. \quad (10)$$

Если кластер сферический, то из (8) следует, что

$$(p - p_c)^\nu = 0,62 \frac{qa}{dL}. \quad (11)$$

Воспользовавшись значениями критического индекса  $\nu$ , получим следующую формулу для зависимости минимальной пористости материала от размера  $d$  сферического нанокристаллита, постоянной решетки базового монокристаллического материала и критической пористости:

$$p = p_c + \left( 0,62 \frac{qa}{dL} \right)^{1/\nu}. \quad (12)$$

Для более общего случая, как следует из (7),

$$p = p_c + \left( \frac{\alpha}{L} \right)^{1/\nu}. \quad (13)$$

Это выражение может служить оценочной формулой при анализе физических процессов, имеющих место в пористых материалах при  $p$ , превышающих критическое значение пористости  $p_c$ . Опытные данные по пористому кремнию (см., например, [1,2]) свидетельствуют о том, что максимально наблюдаемая пористость  $\leq 92\%$ . Естественно предположить, что при максимальной пористости  $p_{max}$ , когда еще сохраняется решетка кремния, наиболее вероятным значением  $\alpha$  в (7) будет постоянная решетки  $a$ . Поэтому в формулах (10), (12) и (13) вместо  $\alpha$  можно просто подставить значение  $\alpha = 0,5432$  нм.

На рис.1 представлены результаты расчетов, проведенных нами согласно формулам, полученным в [15], а также результаты расчетов, проведенных в [29], и экспериментальные данные, полученные, в частности, в [2]. При построении графической зависимости мы воспользовались формулой, полученной в [15] для ориентации  $\langle 110 \rangle$ , которая выведена для кремниевых проволок с диаметром  $R$  и длиной  $L$ . Наши расчеты велись для предельного случая  $L/R \rightarrow 1$ , соответствующего сферическим кристаллитам. Отличие между нашими расчетами и известными из литературы данными, видимо, исходит из постановки нашей задачи: отсутствуют воздушные поры, не учитываются величины диэлектрических прослоек, не учитывается уширение запрещенной зоны, обусловленное экситонными взаимодействиями. Несмотря на то, что для размера нанокристаллита мы воспользовались формулой (7), графики (пунктирные линии) неплохо согласуются с данными [15] для всех значений  $d$  в интервале от 1 нм до 3,2 нм. Хорошее согласие эксперимента с полученными результатами для случая малой пористости (до 60%), соответствующей  $d \geq 3$  нм, видимо, обусловлено наличием в пористой матрице воздушных пор весьма малых размеров и тонких диэлектрических прослоек.

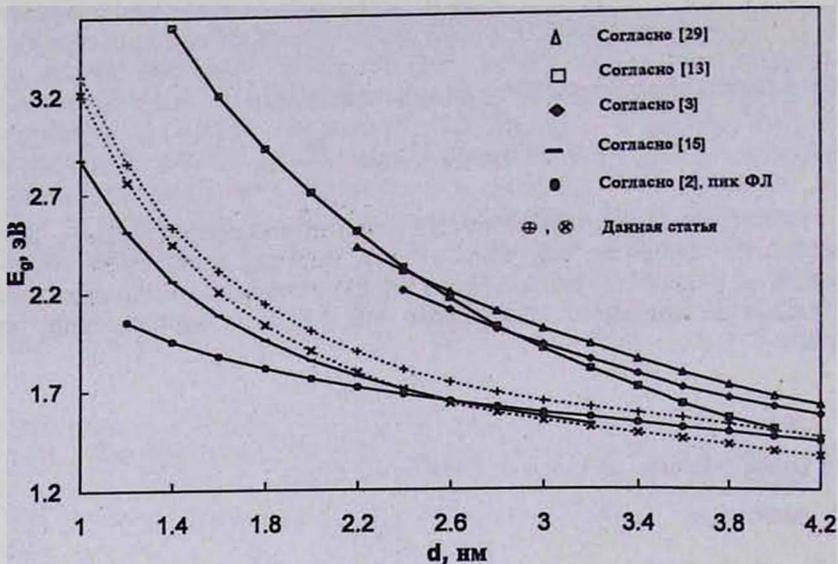


Рис.1. Зависимость запрещенной зоны нанокристаллита от его размера; пунктирные линии – рассчитанные по формулам (7) и (5) для различных  $E_g^0$ .

Значение пористости, определенное по формулам (9) и (12), является минимальным, так как в настоящей модели не учтены величины диэлектрических прослоек и воздушных пор в пористой матрице.

В настоящей работе изложены некоторые соображения по новому подходу к пониманию физических процессов, имеющих место в пористых полупроводниковых материалах и, в частности, в пористом кремнии. Обращено внимание на необходимость учета при объяснении ряда явлений переменных по глубине слоя пористого материала размеров нанокристаллитов и более слабой, чем ожидается из обычной теории квантово-размерных явлений в полупроводниках, зависимости ширины запрещенной зоны кристаллита от его размера, а также на возможность использования результатов, полученных в теории протекания, для пористых объектов. Предложены формулы для оценки переменной пористости материала (в том числе, значения критической пористости – порога протекания) при изменении размеров нанокристаллитов.

Данная работа выполнена в рамках темы 96-907, финансируемой Министерством образования и науки РА. Один из авторов (В.А.) выражает благодарность Немецкому обществу академических обменов ДААД за предоставление гранта для научной работы в Институте Гана-Мейтнер в 1996г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.G.Cullis, L.T.Canham, and P.D.J.Calcott. J. Appl. Phys., **82**, 909 (1997).
2. P.M.Fauchet. J. Lum., **70**, 294 (1996).
3. P.M.Fauchet, J. von Behren, K.D.Hirshman, L.Tsybeskov, and S.P.Dutttagupta. Phys. Stat. Sol. (a), **165**, 3 (1998).
4. F.P.Romstad and E.Veje. Phys. Rev. B, **55**, 5220 (1997).

5. Y.Suda, T.Ban, T.Koizumi, H.Koyama, Y.Tezuka, S.Shin, and N.Koshida. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33, 581 (1994).
6. Y.Tao, R.Laiho, and L.Heikkila. *J. Vac. Sci. Technol.*, B12, 2437 (1994).
7. Z.Chen, T.-Y.Lee, and G.Bosman. *Appl. Phys. Lett.*, 64, 3446 (1994).
8. S.Suppler et al. *Phys. Rev.*, B52, 4910 (1995).
9. A.Gupta et al. *Semicond. Sci. Technol.*, 10, 698 (1995).
10. P.H.Hao, X.Y.Hou, F.L.Zhang, and X.Wang. *Appl. Phys. Lett.*, 64, 3602 (1994).
11. L.E.Brus. *J. Chem. Phys.*, 80, 4403 (1984).
12. M.H.Ludwig. *Cr. Rev. Solid State and Materials Sci.*, 21, 274 (1996).
13. J.P.Proot, C.Delerue, and G.Allan. *Appl. Phys. Lett.*, 61, 1948 (1992); C.Delerue, G.Allan, and M.Lannoo. *Phys. Rev.*, B48, 1024 (1993).
14. D.J.Lockwood, A.Wang, B.Bryskievich. *Solid State Com.*, 89, 587 (1994).
15. H.Yorikawa, H.Ushida, and S.Muramatsu. *J. Appl. Phys.*, 79, 3619 (1996).
16. H.Yorikawa and S.Muramatsu. *Appl. Phys. Lett.*, 71, 644 (1997).
17. V.Delley and E.F.Steigmeier. *Phys. Rev.*, B47, 1397 (1993).
18. B.M.Արությունյան. *ДНАН РА*, 95, 151, 229 (1995).
19. V.M.Aroutiounian. *Phys. Stat. Sol.(a)*, 165, 105 (1998).
20. B.M.Արությունյան, M.Ж.Гулиян. *Известия НАН РА, Физика*, 32, 35 (1997).
21. V.M.Aroutiounian, M.Zh.Ghoolinian, and K.B.Matevosyan. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 165, 135 (1998).
22. B.M.Արությունյան, M.Ж.Гулиян. *Мат. Первой Нац. конф., Дилижан, изд. ЕГУ*, 1997, с.31; B.M.Արությունյան, K.B.Матевосян. *там же*, с.89.
23. B.M.Արությունյան, K.B.Матевосян. *ДНАН РА*, 98, 52 (1998).
24. C.Levi Clement et al. *Electrochimica Acta*, 37, 877 (1992).
25. F.Ozanam et al. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 165, 15 (1998).
26. H.Munder et al. *J. Lum.*, 57, 5 (1993).
27. D.Paradimitriou et al. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 165, 43 (1998).
28. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников*. М., Наука, 1979.
29. L.W.Wang and A.Zunger. *J. Phys. Chem.*, 98, 2158 (1994).

ԾԱԿՈՏԿԵՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՏԵՂԻ ՈՒՆԵՑՈՂ  
ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՍՈՂԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Մ. Ժ. ԴՈՒԼԻՆՅԱՆ

Ստացված են բանաձևեր նյութի ծակոտկենության, մանրամասնիկների չափսերի և արգելված գոտու որոշման համար: Աշխատանքում տրված է մաս ծակոտկեն սիլիցիումից սպասվող ուժեղ տեսանելի լյումինեսցենցիայի համար անհրաժեշտ կրիտիկական ծակոտկենության գաղափարը և նրա թվային մոտավոր արժեքը: Ցույց է տրված, որ կարելի է օգտվել խիստ անկարգավորված միջավայրերի տեսության դրույթներից ծակոտկեն միջավայրերում (մասնավորապես, ծակոտկեն սիլիցիումում) տեղի ունեցող ֆիզիկական երևույթները պարզաբանելու համար:

ON THE MODEL REPRESENTATION OF PHYSICAL PROCESSES  
IN POROUS SEMICONDUCTORS

V. M. AROUTIOUNIAN, M. ZH. GHOLINIAN

Formulas for an estimation of the porosity of a material, sizes and the optical gap of the forbidden bandgap of nanocrystallites are obtained. A concept of the critical porosity is introduced starting of which an intensive luminescence from porous silicon in the visible range of wavelengths is expected. An opportunity of the use of results obtained in the percolation theory for the consideration of the physical phenomena in porous semiconductors is shown.

УДК 621.384

## ИМПЕДАНС ВАРИЗОННОЙ СТРУКТУРЫ С ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ ПРИ ВЫСОКОМ УРОВНЕ ИНЖЕКЦИИ

К. Б. МАТЕВОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 июня 1998г.)

Рассмотрено влияние малого гармонического сигнала на  $p^+nn^+$  диодную структуру в режиме высокого уровня инжекции, при наличии градиента ширины запрещенной зоны в  $n$ -базе. Получены графические зависимости реальной и мнимой частей импеданса и добротности от угла пролета для различных значений варизонности.

Рассмотрим реакцию на малый переменный сигнал  $p^+nn^+$  структуры, ширина запрещенной зоны  $n$ -базы которой меняется линейно с координатой  $x$ . Очевидно, что в такой варизонной структуре создается некоторое внутреннее дополнительное "квазиэлектрическое" поле  $E_0$ , действующее на свободные носители заряда [1]. Пусть ширина запрещенной зоны уменьшается вдоль положительных значений координаты  $x$ , а физическому эмиттерному  $p^+n$ -переходу соответствует начало координат. Как обычно, встроенное поле  $E_0$  в базе структуры зависит от ширины запрещенной зоны  $E_g(x)$  и равно

$$E_0 = -\frac{1}{e} \frac{\partial E_g(x)}{\partial x}, \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона.

Для решения поставленной задачи используем феноменологическую систему уравнений, описывающую в нестационарных условиях процессы генерации, рекомбинации и транспорта (переноса) носителей [2-5]:

$$J_p = eU_p P(E + E_0) - eD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad J_n = eU_n nE + eD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (2)$$

$$J = J_n + J_p + \frac{\epsilon\epsilon_0}{4\pi} \frac{\partial(E + E_0)}{\partial x}, \quad (3)$$

$$n = p + N_D, \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{p}{\tau_p}, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{n}{\tau_n}. \quad (5)$$

Здесь  $E$  – напряженность электрического поля в базе,  $J_n$  и  $J_p$  – плотности электронной и дырочной составляющих тока, соответственно,  $U_n$  и  $U_p$  – подвижности электронов и дырок,  $D_n$ ,  $\tau_n$  и  $D_p$ ,  $\tau_p$  – коэффициенты диф-

физии и времена жизни электронов и дырок,  $n$  и  $p$  — концентрации электронов и дырок в  $n$ -базе,  $\epsilon\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $N_D$  — концентрация мелких доноров.

Рассмотрим задачу для случая высокого уровня инжекции  $2p \gg mN_D$ , где  $m = b/(b+1)$ ,  $b = U_n / U_p$ . В этом приближении  $n \approx p$ . Пусть встроенное поле  $E_0$  не зависит от времени, т.е. ширина запрещенной зоны  $E_g$  изменяется линейно с координатой и кумуляция заряда отсутствует.

Конкретизируем закон изменения  $E_g$ . Пусть  $E_c(x) = E_{c0} - \alpha x$ ,  $E_v(x) = E_{v0} - \beta x$ ,  $E_{c0}$  и  $E_{v0}$  — значения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в точке  $x = 0$  [6]. Тогда

$$E_g(x) = E_c(x) - E_v(x) = E_{c0} - E_{v0} - (\alpha + \beta)x = E_{g0} - (\alpha + \beta)x. \quad (6)$$

Здесь  $E_{g0}$  — ширина запрещенной зоны в точке  $x = 0$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  характеризуют изменение дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, соответственно.

При наличии малого переменного гармонического сигнала все величины, входящие в уравнения, кроме констант и  $E_0$ , можно представить в виде суммы постоянной и малой переменной составляющих:

$$\xi = \bar{\xi} + \tilde{\xi} e^{i\omega t}. \quad (7)$$

Тогда задача разделяется на стационарную и нестационарную. Уравнения, описывающие законы распределения стационарной и нестационарной составляющих концентрации дырок по базе, запишутся в виде

$$\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x^2} - 2\gamma \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\bar{p}}{L_p^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial x^2} - 2\gamma \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \frac{\tilde{p}}{L_w^2} = 0, \quad (8)$$

$$\text{где } L_p^2 = 2mD_p\tau_p, \quad 2\gamma = \frac{\alpha + \beta}{2kT}, \quad L_w^2 = \frac{L_p^2}{1 + i\omega\tau_p}.$$

Уравнения (8) решаются в совокупности с граничными условиями, характерными для идеально инжектирующих контактов  $J_n(0) = J_p(d) = 0$ . Учитывая уравнение квазинейтральности и вытекающие из него ограничения на частоту, удовлетворяющие неравенству

$$\frac{4\pi}{\epsilon\epsilon_0} (b+1)eU_p \bar{p} \gg \omega, \quad (9)$$

выражение для нестационарной составляющей напряженности электрического поля запишем в виде [1]

$$\tilde{E} = \frac{\tilde{J}}{eU_p(b+1)\bar{p}} - \frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \frac{d}{dx} \left( \frac{\tilde{p}(x)}{\bar{p}(x)} \right) - \frac{\tilde{J}\bar{p}}{eU_p(b+1)\bar{p}^2}. \quad (10)$$

Импеданс  $n$ -базы можно представить как

$$Z_T = \int_0^d \frac{\tilde{E}}{\tilde{J}} dx. \quad (11)$$

В соответствии с (10) импеданс  $n$ -базы состоит из трех частей:  $Z_T = Z_{T1} + Z_{T2} + Z_{T3}$ . Первое слагаемое есть сопротивление  $Z_{T1}$ , не зависящее от частоты, т.е. статическое сопротивление  $n$ -базы, модулированное инжекционным током  $J$ . Второе слагаемое обуславливает дембе-

ровскую составляющую сопротивления  $Z_{T2}$ . Появление третьего слагаемого вызвано эффектом модуляции сопротивления базы, связанного с падением части переменного напряжения в базе при протекании постоянного тока. Активная часть  $Z_{T3}$  представляет собой динамическое отрицательное сопротивление, а реактивная, как нетрудно убедиться, имеет индуктивную природу. Учитывая падение напряжения на переходах, получим

$$Z_{pn} = \frac{1}{\bar{J}} \frac{kT}{e} \frac{\bar{p}(0)}{\bar{p}(0)}, \quad Z_{pn} = \frac{1}{\bar{J}} \frac{kT}{e} \frac{\bar{p}(d)}{\bar{p}(d)}. \quad (12)$$

Запишем импеданс всей структуры в виде:

$$Z = Z_T + Z_{pn} + Z_m = Z_{T1} + Z_{T3} + 2mZ_{pn} + \frac{2}{b+1} Z_m. \quad (13)$$

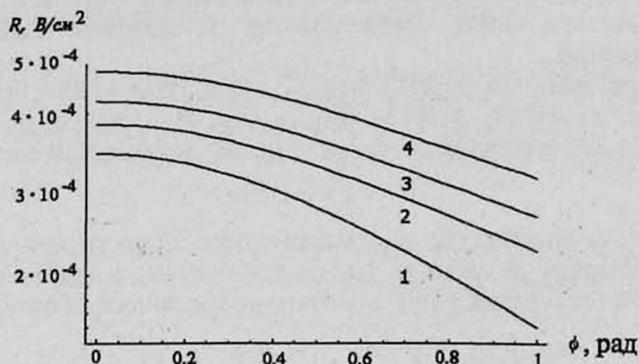


Рис.1. Зависимость реальной части импеданса  $R$  от угла пролета  $\phi$ .

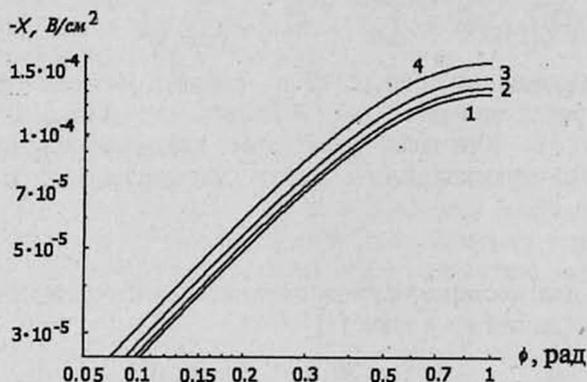


Рис.2. Зависимость мнимой части импеданса  $X$  от угла пролета  $\phi$ .

Нами получены соответствующие аналитические выражения для реальной  $R$  и мнимой  $X$  составляющих импеданса, анализ которых из-за их громоздкости проводился численно. На рис.1 и 2 представлены их графические зависимости от угла пролета  $\phi$ . Можно отметить что с увеличением варизонности значения  $\text{Re}Z$  и абсолютное значение  $\text{Im}Z$  последовательно увеличиваются для значений тока инжекции, удовлетворяющих условию высокого уровня инжекции. Отметим, что с увеличением степени варизонности добротность уменьшается (рис.3). Кривые

на рисунках сделаны при  $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\bar{J} = 200 \text{ А/см}^2$ ,  $1 - \Delta E_g = 0 \text{ эВ}$ ,  $2 - \Delta E_g = 0.26 \text{ эВ}$ ,  $3 - \Delta E_g = 0.46 \text{ эВ}$ ,  $4 - \Delta E_g = 0.74 \text{ эВ}$ .

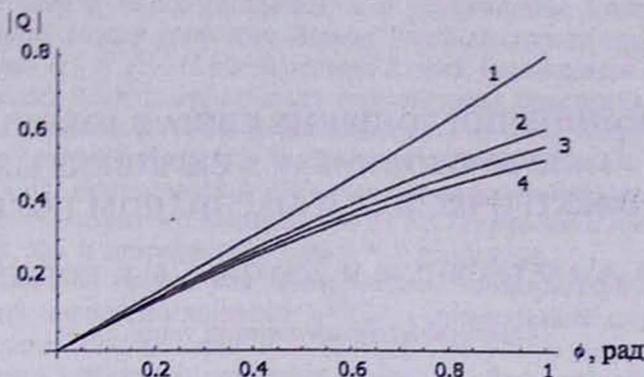


Рис.3. Зависимость абсолютного значения добротности от угла пролета  $\phi$ .

Выражаю благодарность В.М.Арутюняну за постановку задачи и обсуждение результатов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.П.Пека. Варизонные полупроводники. Киев, Вища школа, 1989.
2. В.М.Арутюнян. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Ереван, изд. АН Арм.ССР, 1977.
3. Э.И.Адирович, П.М.Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю.Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., изд. "Сов. радио", 1978.
4. Д.А.Аронов, Р.Маматкулов, Я.П.Котов. Нестационарные токи двойной инжекции в полупроводниках. Ташкент, изд. ФАН, 1985.
5. Ф.В.Гаспарян, З.Н.Адамян, В.М.Арутюнян. Кремниевые фотоприемники. Ереван, изд. ЕГУ, 1986.
6. В.М.Арутюнян, К.Б.Матевосян. ДНАН Армении, 98, 52 (1998); V.Aroutiounian, M.Gulianian, K.Matevossian. Phys. Stat. Sol. (a), 165, 135 (1998).

ԿՐԿՆԱԿԻ ԻՆՇԵԿՏԻԱՅԻՆ ՎԱՐԻԶՈՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔԻ ԻՍՊԵՂԱՆՍԸ ԲԱՐՉՐ ԻՆՇԵԿՏԻԱՅԻ ՍԱԿԱՐԴԱԿԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Կ. Բ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Ինժեկցիայի բարձր մակարդակի նեմինում դիտարկված է բույլ հարմունիկ ազդանշանի ազդեցությունը  $p^+n^+$  դիտոային կառուցվածքի վրա,  $n$ -բազայի արգելված գոտու գրադիենտի առկայության դեպքում: Վարիզոնային տարրեր արժեքների դեպքում ներկայացված են ինվերտացիոն իրական և կեղծ մասերի, ինչպես նաև բարորակության ֆունկցիոնալ կախվածությունները բռնչքի անկյունից:

### IMPEDANCE OF GRADED BAND-GAP STRUCTURE WITH DOUBLE INJECTION IN HIGH INJECTION LEVEL

K. B. MATEVOSSIAN

Influence of small harmonic signal on  $p^+n^+$  diode structure with a graded band-gap in the case of high injection level is investigated. The graphic dependences of real, imaginary parts of impedance and quality on the transit angle are presented.

УДК 621.382

## МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А. А. АВЕТИСЯН<sup>1</sup>, А. П. ДЖОТЯН<sup>1</sup>, Б. Г. ПОГОСЯН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ереванский государственный университет

<sup>2</sup>Гюмрийский педагогический институт

(Поступила в редакцию 7 мая 1998г.)

Исследовано межзонное поглощение света в полупроводнике с кейновским законом дисперсии носителей заряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. С учетом зависимости сдвига центров осцилляторов в валентной зоне и зоне проводимости от волнового числа, найден ход кривых поглощения от напряженности электрического поля как для разрешенных, так и для запрещенных переходов.

### Введение

Как известно, одной из важнейших задач современной микроэлектроники является создание новых эффективных методов модуляции ИК-излучения с целью приема и обработки оптической информации в этом диапазоне [1]. В качестве материалов для модулятора наибольший интерес представляют полупроводниковые соединения  $A^3B^5$ , некоторые из которых (InSb, InAs и др.) обладают сравнительно узкой запрещенной зоной. С помощью внешних воздействий, таких, например, как скрещенные электрическое и магнитное поля в последних можно управлять величиной межзонного поглощения и, таким образом, осуществлять модуляцию в ИК-диапазоне [2]. Следует отметить, что магнетооптические модуляторы ИК-излучения с электрическим управлением требуют существенно меньших электрических полей, чем модуляторы, работающие на эффекте Франца-Келдыша.

Теоретические исследования поглощения света в массивных полупроводниках в скрещенных электрическом и магнитном полях восходят к 60-ым годам (см., например, [3,4]). Эти исследования стали основой одного из наиболее эффективных методов изучения зонной структуры полупроводников. В работе [3] были проанализированы основные закономерности осцилляций коэффициента межзонного поглощения света в скрещенных  $E$  и  $H$  для полупроводника с простыми параболическими зонами с экстремумами в центре зоны Бриллюэна. Влияние непараболическости зоны на межзонное поглощение исследовалось в работе [5]. Было показано, что при условии  $\beta = cE/sH < 1$  ( $s$  – параметр

непараболичности, связанный с шириной запрещенной зоны  $\epsilon_g$  соотношением  $\epsilon_g = 2m_s^2$ , где  $m$  масса электрона на дне зоны проводимости) спектр носителей в зонах дискретен, и с увеличением электрического поля расстояния между уровнями Ландау уменьшаются пропорционально множителю  $(1-\beta^2)^{1/2}$ . С увеличением  $E$  край поглощения сдвигается в область низких частот, вероятность разрешенных переходов падает по сравнению со случаем  $E = 0$ , а запрещенных растет [4,5]. Однако в [5] не была замечена зависимость сдвига центров осцилляторов от волнового числа электрона, приводящая к радикальной перестройке зависимостей коэффициента межзонного поглощения от электрического поля как для разрешенных, так и запрещенных при  $E = 0$  переходов.

В настоящей работе для исследования особенностей поведения коэффициента магнетопоглощения  $\alpha^{H/E}(\omega)$  в сравнительно слабых электрических полях (при условии  $\beta < 1$ ), будут получены выражения для энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в соответствующих зонах, а также для  $\alpha^{H/E}(\omega)$  в узкощелевых полупроводниках типа  $A^3B^5$  в пренебрежении спином электрона.

В рассматриваемом нами двухзонном приближении, хорошо оправданном для InSb, с зоной проводимости непосредственно связана лишь зона легких дырок, являющаяся ее зеркальным отражением. Закон дисперсии носителей заряда аналогичен релятивистскому, с заменой скорости света  $c$  на параметр  $s$ ;  $s \approx 10^8$  см/с для  $A^3B^5$  [6]. Тогда уравнение для движения электронов и дырок при наличии внешних полей  $E$  и  $H$  совпадает с решением уравнения Клейна-Гордона. Мы воспользуемся последним для определения энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в скрещенных полях в приближении эффективной массы.

Отметим, что при наличии электрического и магнитного полей пригодность приближения эффективной массы должна определяться двумя условиями [7]: первое, для  $E$ , состоит в выполнении неравенства  $eE\hbar/m_0ac_g \ll 1$  ( $m_0$  – масса свободного электрона,  $\tau$  – время свободного пробега,  $a$  – постоянная решетки), и второе, для  $H$ :  $a \ll (c\hbar/eH)^{1/2}$ . Оценки для InSb при комнатной температуре дают  $E \ll 10^4$  В/см; из второго условия для  $H$  получаем  $H \leq 10^4$  Э.

### 1. Энергетический спектр и плотность состояний носителей заряда в скрещенных полях

Пусть магнитное поле  $H$  направлено по оси OZ, а электрическое  $E$  – по оси OX. Выберем вектор-потенциал поля в виде  $A^0 = \{0, Hx, 0\}$ . Из символического уравнения Шредингера для электрона в зоне проводимости с энергией  $E_c$  и с эффективной массой  $m_c$  (для дырки – в валентной зоне с энергией  $E_v$  и с эффективной массой  $m_v$ , аналогичное уравнение получается при замене  $e \rightarrow -e$  и при изменении знака радикала; при этом следует учесть, что в рассматриваемом двухзонном приближении  $m_c = m_v = m$  [7], а энергия отсчитывается от дна зоны проводимости)

$$\left[ \sqrt{m^2 s^4 + \left( \hat{p} + \frac{e}{c} A^0 \right)^2} s^2 - m s^2 \right] F_c(r) = (E_c - eEx) F_c(r) \quad (1)$$

получаем уравнение Клейна-Гордона для огибающей волновой функции электрона  $F_c(\mathbf{r})$  (для дырки  $-F_v(\mathbf{r})$ ) в зоне проводимости:

$$\left[ -\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 - \frac{\varepsilon_c^2 - m^2 s^4}{2ms^2} + \frac{e^2}{2m} \left( \frac{H^2}{c^2} - \frac{E^2}{s^2} \right) x^2 + \left( \frac{eE\varepsilon_c}{ms^2} - \frac{i\hbar e}{mc} H \frac{\partial}{\partial y} \right) x \right] F(\mathbf{r}) = 0, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_c = E_c + ms^2$  ( $\varepsilon_v = E_v + ms^2$ ).

Для относительно слабых электрических полей  $H^2/c^2 > E^2/s^2$  ищем решение (2) по аналогии с решением в магнитном поле при  $E = 0$ :

$$F(\mathbf{r}) = \varphi(x) e^{ik_y y} e^{ik_z z}. \quad (3)$$

Движение носителя заряда вдоль оси ОХ описывается уравнением Шредингера для линейного гармонического осциллятора с собственной частотой  $\omega = (e/m)\sqrt{H^2/c^2 - E^2/s^2} = \omega_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ ,  $\omega_0 = eH/mc$ , колеблющегося около положения равновесия  $x_c$  (для дырки  $-x_v$ ). Как видим, при  $cE/sH < 1$  движение, действительно, имеет "магнитный" характер и спектр дискретен.

Для волновой функции в зоне проводимости  $\Psi_c(\mathbf{r})$  находим окончательный вид (аналогично для  $\Psi_v(\mathbf{r})$ )

$$\Psi_c(\mathbf{r}) = \left[ \frac{\varepsilon_g/2}{E_{c0} + \varepsilon_g/2} \right]^{1/2} e^{ik_x x} e^{ik_y y} \varphi_N(x - x_c) U_c(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где  $E_{c0}$  - энергия в зоне проводимости при  $k_y = 0$ ,  $U_{c,v}(\mathbf{r})$  - блоховская амплитуда в соответствующих зонах, а

$$\varphi_N(x - x_c) = \{2^N N! \pi^{1/2} \lambda\}^{-1/2} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{x - x_c}{\lambda} \right]^2} H_N \left( \frac{x - x_c}{\lambda} \right) \quad (5)$$

- осцилляторная функция,  $H_N(x)$  - полином Эрмита,  $\lambda = (\hbar/m\omega)^{1/2}$  - магнитная длина, при  $\beta < 1$   $\lambda \approx \lambda_0 = (\hbar c/eH)^{1/2}$ .

Для энергетического спектра носителей заряда находим

$$\begin{aligned} E_c &= -\frac{\varepsilon_g}{2} - \beta \hbar s k_y + \sqrt{\varepsilon_g^2/4 + \varepsilon_g(c_N + c_k)(1 - \beta^2)^{1/2}}; \\ E_v &= -\frac{\varepsilon_g}{2} - \beta \hbar s k'_y - \sqrt{\varepsilon_g^2/4 + \varepsilon_g(c_{N'} + c_{k'}) (1 - \beta^2)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $c_N = (2N + 1)\mu H(1 - \beta^2)^{1/2}$ ,  $c_k = \hbar^2 k_z^2/2m$ ,  $\mu = e\hbar/2mc$  - эффективный магнетон Бора. При этом положения центров осцилляторов в зонах определяются выражениями:

$$\begin{aligned} x_c &= -\frac{\lambda_0^2}{1 - \beta^2} k_y - \frac{eE}{ms^2} \varepsilon_c \frac{\lambda_0^2}{\hbar \omega_0 (1 - \beta^2)}, \\ x_v &= -\frac{\lambda_0^2}{1 - \beta^2} k'_y + \frac{eE}{ms^2} (\varepsilon_v + \varepsilon_g) \frac{\lambda_0^2}{\hbar \omega_0 (1 - \beta^2)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Как и следовало ожидать, при  $s \rightarrow \infty$  из (6) получаем выражения

для энергетического спектра носителей заряда в скрещенных полях при стандартном законе дисперсии [3,4]:

$$E_c = (2N+1)\mu H + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} - \lambda^2 e E k_y - \frac{mc^2}{2} \left(\frac{E}{H}\right)^2, \quad (8)$$

$$E_v = -\varepsilon_g - (2N'+1)\mu H - \frac{\hbar^2 k_z'^2}{2m} - \lambda^2 e E k_y' + \frac{mc^2}{2} \left(\frac{E}{H}\right)^2.$$

Для плотности состояний в скрещенных полях находим:

$$g_\beta(E_{c,v}) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar s \lambda^2} \sum_{N, k_y} \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} \times \frac{E_{c,v} + \varepsilon_g / 2 + \beta \hbar s k_y}{\sqrt{(E_{c,v} + \varepsilon_g / 2 + \beta \hbar s k_y)^2 - (1-\beta^2)[\varepsilon_g^2 / 4 + \varepsilon_g (2N+1)\mu H (1-\beta^2)^{1/2}]}}. \quad (9)$$

При  $E \rightarrow 0$  выражение (9) переходит в выражение для плотности состояний носителей в полупроводнике с кейновским законом дисперсии, помещенном в квантующее магнитное поле [8]:

$$g_N(E_{c,v}) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar s \lambda^2} \sum_N \left| E_{c,v} + \frac{\varepsilon_g}{2} \left[ (E_{c,v} + \varepsilon_g / 2)^2 - \varepsilon_g^2 / 4 - \varepsilon_g \mu H (2N+1) \right]^{-1/2} \right|. \quad (10)$$

## 2. Коэффициент межзонного поглощения света $\alpha^{H/E}(\omega)$ в скрещенных полях

Вычислим  $\alpha^{H/E}(\omega)$  на основе стандартной кванто-механической техники с использованием выражений (4), (5) для волновых функций и (6) для энергетического спектра носителей заряда.

Гамильтониан возмущения задачи в поле световой волны с  $A(\mathbf{r}, t) = A_0 e \exp i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega t)$  во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$  с вектором-потенциалом  $\mathbf{A}^0$  имеет вид [4]:

$$\hat{H}' = \frac{e}{m_0 c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \left[ \hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}^0 \right]. \quad (11)$$

Для матричного элемента перехода, вызванного этим возмущением, между волновыми функциями  $\Psi_c(\mathbf{r})$  и  $\Psi_v(\mathbf{r})$

$$P_w = \langle \Psi_c | \hat{H}' | \Psi_v \rangle = \int U_{c0}^* F_\sigma^* \hat{H}' U_{v0} F_\sigma d\mathbf{r}, \quad (12)$$

где  $\sigma = \{N, k_y, k_z\}$ ,  $\sigma' = \{N', k_y', k_z'\}$  — наборы квантовых чисел для носителей заряда в зоне проводимости и в валентной зоне, находим:

$$P_w = C_c C_v \frac{e A_0}{m_0 c} (\mathbf{e} \mathbf{p}_{cv}) \delta_{k_z, k_z'} \delta_{k_y, k_y'} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_N(x-x_c) \varphi_{N'}(x-x_v) dx, \quad (13)$$

где  $C_{c,v} = \sqrt{\frac{\varepsilon_g / 2}{E_{c,v,0} + \varepsilon_g / 2}}$ .

Из-за смещения центров осцилляторов в разные стороны в элек-

трическом поле интеграл  $I = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_N(x-x_c) \varphi_{N'}(x-x_v) dx$ , отличен от нуля и при  $N \neq N'$ :

$$I = \sqrt{\frac{2^N N'!}{2^{N'} N!}} \exp\left[-\left(\frac{x_v - x_c}{2\lambda}\right)^2\right] \left(\frac{x_v - x_c}{2\lambda}\right)^{N-N'} L_{N'-N'}^{N-N'} \left[2\left(\frac{x_v - x_c}{2\lambda}\right)^2\right], \quad (14)$$

где  $N \geq N'$  (в случае  $N < N'$  надо поменять местами  $N$  с  $N'$  и  $x_c$  с  $x_v$ ) [4].

При стандартном законе дисперсии для величины  $\gamma = \frac{x_v - x_c}{2\lambda}$  имеем постоянную величину [4]:

$$\gamma_0 = \frac{m_c + m_v}{2\hbar H} c \lambda_0 E.$$

При кейновском законе дисперсии для  $\gamma$  с помощью (7) находим:

$$\gamma = \frac{eE}{2ms^2} \cdot \frac{\lambda}{\hbar\omega} (\varepsilon_c + \varepsilon_v + \varepsilon_g) = \gamma_0 \frac{1 - \beta \lambda_s k_y}{(1 - \beta^2)^{3/4}}, \quad (15)$$

где  $\lambda_s = \hbar/ms$  – аналог комптоновской длины волны в кейновском полупроводнике.

Определяемая выражением (15) зависимость сдвига центров осцилляторов от волнового числа является следствием непараболичности закона дисперсии носителей заряда; при  $s \rightarrow \infty$   $\gamma \rightarrow \gamma_0$  для полупроводника со стандартным законом дисперсии. При изменении  $|k_y|$  от нуля до значения  $\pi/a$  сдвиг центров осцилляторов при  $\beta \approx 10^{-2}$  изменяется от значения  $\gamma_0$  до  $\gamma = \gamma_0(1 - 0.1\pi)$  ( $s \approx 10^8$  см/с,  $a \approx 10$  Å,  $\lambda_s \approx 100$  Å, что характерно для InSb).

С учетом (14) для  $P_{vc}$  из (13) имеем:

$$P_{vc} = \sqrt{\frac{2^N N'!}{2^{N'} N!}} \cdot \frac{eA_0}{m_0 c} C_c C_v (\text{ep}_{cv}) L_{N'-N'}^{N-N'} (2\gamma^2) \gamma^{(N-N')} e^{-\gamma^2} \delta_{k_y k'_y} \delta_{k_z k'_z}. \quad (16)$$

Для коэффициента поглощения в скрещенных полях находим выражение

$$\begin{aligned} \alpha^{H/E}(\omega) = & \frac{2\pi}{\hbar N_0 v} \sum_{NN', k_y, k_z} |P_{vc}|^2 \delta(\hbar\omega - E_c + E_v) = \frac{2\pi}{\hbar N_0 v} |\text{ep}_{cv}(0)|^2 \frac{m^2 s^4}{(1 - \beta^2)} \times \\ & \times \left(\frac{eA_0}{m_0 c}\right) \sum_{NN'} \frac{2^N N'!}{2^{N'} N! \Delta_N \Delta_{N'}} \int \frac{2}{2\pi} \varphi(k_y) dk_y \int \frac{2}{2\pi} dk_z \times \\ & \times \delta \left\{ \hbar\omega - (1 - \beta^2)^{1/2} \left[ \sqrt{\frac{\varepsilon_g^2}{4} + \varepsilon_g (2N + 1) \mu H (1 - \beta^2)^{1/2} + \varepsilon_g \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sqrt{\frac{\varepsilon_g^2}{4} + \varepsilon_g (2N' + 1) \mu H (1 - \beta^2)^{1/2} + \varepsilon_g \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}} \right] \right\}, \quad (17) \end{aligned}$$

где  $N_0$  – число фотонов в единице объема,  $v$  – скорость света в полупроводнике,

$$\Delta_N = \sqrt{\frac{\varepsilon_z^2}{4} + \varepsilon_z(2N+1)\mu H(1-\beta^2)^{1/2}}, \text{ а } \varphi(k_y) = \left[ L_{N-N'}^{N-N'}(2\gamma^2) \right]^2 \gamma^{2(N-N')} e^{-2\gamma^2}.$$

Для переходов между уровнями с малыми  $N, N'$  из (17) для  $\alpha^{H/E}(\omega)$  получаем частотную зависимость:

$$\alpha^{H/E}(\omega) \sim \left\{ \hbar\omega - (1-\beta^2)^{1/2} \left[ \varepsilon_z + 2(1-\beta^2)^{1/2} \mu H(N+N'+1) \right] \right\}^{-1/2}; \quad (18)$$

при этом положение максимумов поглощения определяется условием

$$\hbar\omega_0 = (1-\beta^2)^{1/2} \left\{ \varepsilon_z + 2(1-\beta^2)^{1/2} \mu H(N+N'+1) \right\}. \quad (19)$$

Зависимость парциальных коэффициентов поглощения от электрического поля для разрешенных  $N=N'$  и запрещенных  $N \neq N'$  переходов определяется множителем  $\frac{1}{\Delta_N \Delta_{N'}} I_{NN'}(\beta)$ , где

$$I_{NN'}(\beta) = \frac{2^N N!}{2^{N'} N'!} \int \left[ L_{N-N'}^{N-N'}(2\gamma^2) \right]^2 \gamma^{2(N-N')} e^{-2\gamma^2} dk_y. \quad (20)$$

В случае стандартного закона дисперсии аргумент подынтегральной функции Лагерра от  $k_y$  не зависит и парциальный коэффициент поглощения  $\alpha_{N,N'}^{H/E}(E)$  может обращаться в нуль при определенных значениях электрического поля. Подробный анализ кривых был приведен в работе [3] для стандартного закона дисперсии.

При непараболичности закона дисперсии разность сдвигов центров осцилляторов в зоне проводимости и в валентной зоне зависит от  $k_y$  и зависимость  $\alpha_{N,N'}^{H/E}(E)$  становится интегральным эффектом. Зависимости интенсивностей  $I_{NN'}(\beta)$  некоторых из парциальных коэффициентов поглощения от параметра  $\beta$ , полученные в результате численного интегрирования (20) при изменении  $|k_y|$  в пределах от нуля до  $k_{y \max}$  ( $k_{y \max} = 1/\beta\lambda_s$ ) [9], представлены на рис.1а,б. На этих же рисунках для сравнения приведены аналогичные зависимости для непараболического полупроводника, полученные на основе работы [5].

### 3. Обсуждение

Основные закономерности перестройки энергетического спектра полупроводника с непараболическим законом дисперсии носителей заряда, помещенного в скрещенные электрическое и магнитное поля, были найдены в работе [5].

Что касается влияния непараболичности на ход зависимостей парциальных коэффициентов поглощения  $I_{NN'}(\beta)$  (20), следует отметить следующее. Влияние непараболичности на ход  $I_{NN'}(\beta)$ , как следует из (15) и (20), обусловлено двумя факторами. Первый, отмеченный в [5], состоит в росте  $\gamma$  (при фиксированном  $H$ ) при  $\beta \rightarrow 1$  из-за уменьшения знаменателя в выражении для  $\gamma$  (см. (15)). Однако, как показывает численный анализ, в области интересующих нас квантующих магнитных полей, это обстоятельство практически не меняет вид спектральных

кривых  $I_{NN'}(\beta)$ , найденных в [3] для стандартного закона дисперсии, вследствие их быстрого спада с ростом  $\beta$ .

Второй фактор, обусловленный непараболичностью, состоит в найденной нами зависимости сдвига центров осцилляторов от величины  $k_y$  (см. (15)). Учет этой зависимости в (20) приводит к коренной перестройке кривых – к более быстрому спаду и устранению узлов (см. рис.1а,б).

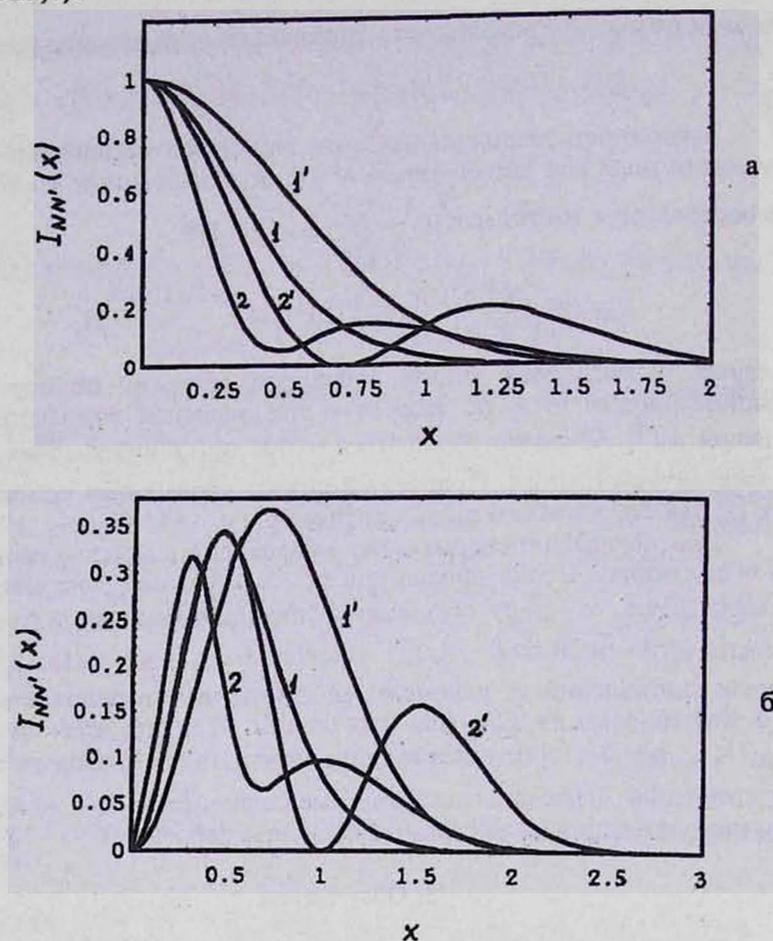


Рис.1. Интенсивности парциальных коэффициентов поглощения  $I_{NN'}(x)$  в единицах  $I_{NN'}(0)$  ( $x = 10\beta$ ,  $H = 10^3$  Э) для кейновского полупроводника (1,2); (1',2') – результаты на основе работы [5].

а) разрешенные переходы: 1,1' –  $N = 0, N' = 0$ ; 2,2' –  $N = 1, N' = 1$ ;

б) запрещенные переходы: 1,1' –  $N = 0, N' = 1$ ; 2,2' –  $N = 1, N' = 2$ .

Отсутствие узлов на кривой  $\alpha_{N,N'}^{H/E}(E)$  как для разрешенных, так и для запрещенных переходов подтверждается результатами экспериментальных работ (см., например, [2]) по поглощению света образцом InSb в скрещенных полях  $E$  и  $H$ .

В заключение выражаем благодарность Э.М.Казаряну и А.А.Киракосяну за плодотворные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.F. Levine. *J. Appl. Phys.*, **74**, R1 (1993).
2. А.Е.Ржанов, С.Д.Лазарев и др. *Микроэлектроника*, **9**, 79 (1980).
3. А.Г.Аронов, *ФТТ*, **5**, 552 (1963).
4. А.И.Ансельм. *Введение в теорию полупроводников*. М., Наука, 1978.
5. А.Г.Аронов, Г.Е.Пикус. *ЖЭТФ*, **51**, 505 (1966).
6. Б.М.Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках*. М., Наука, 1985.
7. И.М.Цидильковский. *Зонная структура полупроводников*. М., Наука, 1978.
8. А.П.Джотян, Б.Г.Погосян. *Известия НАН Армении, Физика*, **33**, 64 (1998).
9. M.Reine, Q.H.Vreheh, B. Lax. *Phys. Rev.*, **163**, 726 (1967).

### ԼՈՒՅՍԻ ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՆԵՂ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏԻՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ԽԱՉՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Պ. ԶՈՏՅԱՆ, Բ. Ժ. ՊՈԴՆՅԱՆ

Հետազոտված է լույսի միջգոտիական կլանումը լիցքակիրների Կեյնի դիսպերսիայի օրենքով կիսահաղորդչում խաչված էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում: Արժեքական և հաղորդականության գոտիներում ալիքային թվից օսցիլյատորների կենտրոնների շեղման կայսվածության հաշվառմամբ որոշված է կլանման կորերի ընթացքը էլեկտրական դաշտի լարվածությունից:

### INTERBAND ABSORPTION OF LIGHT IN SEMICONDUCTORS WITH NARROW FORBIDDEN BAND IN CROSSED ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

A. A. AVETISYAN, A. P. DJOTYAN, B. G. POGHOSYAN

Interband light absorption in semiconductors with the Kane dispersion law of charge carriers in the crossed electric and magnetic fields is investigated. With account of dependence of the oscillators centers shift in the valence and conduction bands on the wave number, the absorption curves dependence on the electric field is found both for allowed and forbidden transitions.

УДК 532.783

## О СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕКОТОРЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ

**А. Ц. САРКИСЯН**, Л. С. БЕЖАНОВА, С. М. ЯЙЛОЯН,  
Э. Б. АБРАМЯН, К. К. ВАРТАНЯН, З. В. БАГДАСАРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 16 ноября 1997 г.)

Проведено исследование температурной зависимости спонтанной поляризации в некоторых сегнетоэлектрических жидкокристаллических бинарных системах смектик С + закручивающая добавка на основе *l*-ментола. На основе ПМР исследований показано, что конформационное строение и электронная структура молекул смектик С веществ являются решающими в спонтанной поляризации исследованных систем.

Сегнетоэлектрические жидкие кристаллы (СЭЖК) все больше и больше привлекают внимание исследователей, благодаря своим потенциальным преимуществам – малые времена оптического переключения, возможность запоминания оптического изображения, низкие управляющие напряжения. Эти свойства очень существенны для технического применения, в частности, для плоских экранов телевизоров.

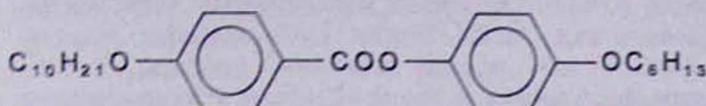
Однако с точки зрения практического применения индивидуальные СЭЖК имеют некоторые недостатки – сравнительно небольшие значения спонтанной поляризации, термическая нестабильность и т.д. В связи с этим широко применяются сложные композиции СЭЖК. Один из компонентов такой системы должен образовать наклонную смектическую (С<sub>Н</sub>) мезофазу; по вязкости наиболее приемлема смектическая С мезофаза. Хотя бы часть молекул, составляющих СЭЖК систему, должна обладать хиральностью, а также дипольным моментом, направленным под прямым углом к длинной оси молекул [1]. Быстродействие электрооптического переключения обусловлено величиной спонтанной поляризации и величиной вращательной вязкости [2].

Феноменологическая теория спонтанной поляризации является весьма полезной для объяснения связи между поляризацией, углом наклона, шагом спирали, временем релаксации мягкой и голдстоуновской мод. Однако эта теория не связывает перечисленные величины с реальной структурой молекул.

Настоящая работа посвящена изучению влияния молекулярной структуры смектик С мезофазы на величину спонтанной поляризации в некоторых бинарных СЭЖК системах.

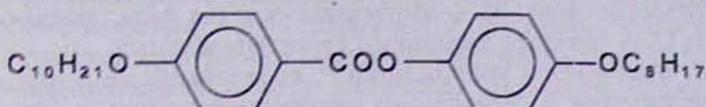
В качестве смектических С матриц использованы следующие вещества:

1. 4-гексилоксифенил-4'-децилоксибензоат



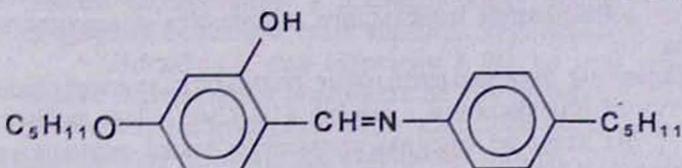
$K^{62,5^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{C}^{77,5^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{A}^{83,5^\circ\text{C}}\text{H}^{96^\circ\text{C}}\text{И.}$

2. 4-октилоксифенил-4'-децилоксибензоат



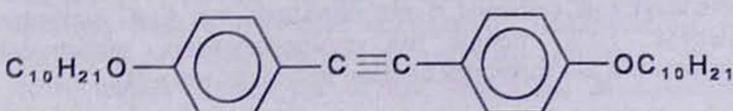
$K^{70,5^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{C}^{80,5^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{A}^{87,5^\circ\text{C}}\text{H}^{91,5^\circ\text{C}}\text{И.}$

3. 4-пентил-N-(4-пентилокси-2-гидроксибензилиден)анилин



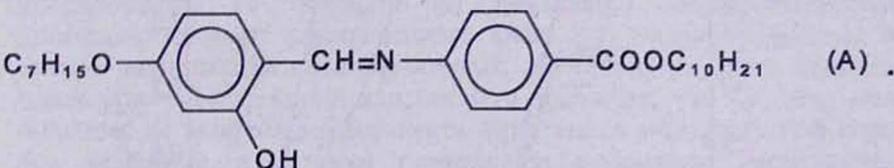
$K^{42^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{C}^{61^\circ\text{C}}\text{H}^{89,5^\circ\text{C}}\text{И.}$

4. 4,4'-бис-децилокситолан



$K^{86,5^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{C}^{88,5^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{A}^{95^\circ\text{C}}\text{H}^{99,5^\circ\text{C}}\text{И.}$

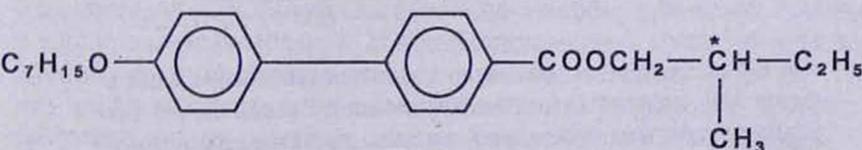
В качестве закручивающей добавки использовано немезогенное вещество на основе *l*-ментола с химической формулой



85% бинарной системы составляет смектик С вещество, а 15% — вещество (А).

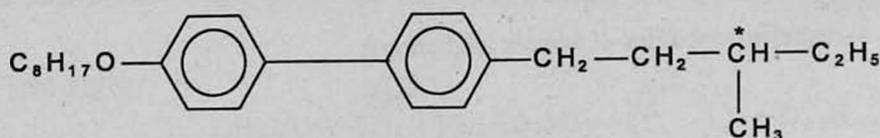
Кроме вышеперечисленных систем исследованы также следующие индивидуальные СЭЖК.

5. d-2метил-бутил-4-гептилоксибифенил-4-карбоксилат



$K^{42,5^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{C}^{*43^\circ\text{C}}\text{C}_{\text{M}}\text{A}^{*64,5^\circ\text{C}}\text{И.}$

6. 4-(d-3-метил-пентил)-4-октилоксибифенил



$K^{46^\circ\text{C}}\text{СмI}^{*60.5^\circ\text{C}}\text{СмН}^{*65.5^\circ\text{C}}\text{СмС}^{*67^\circ\text{C}}\text{И}$ ,

где К – твердый кристалл, СмС – смектическая С-фаза, Сма – смектическая А-фаза, СмI – смектическая I\*-фаза, СмН\* – смектическая Н\*-фаза, Н – нематическая фаза, И – изотропная жидкая фаза, звездочка над буквами I, Н, С, А означает хиральную структуру молекул.

Измерения спонтанной поляризации  $P_c$  проводились по осциллограммам переполаризации в переменном электрическом поле по видоизмененной методике Сойлера-Тауэра [3,4] на частоте 80 Гц на образцах с гомеотропной ориентацией. Необходимая ориентация получена в ячейках типа “сэндвич” при циклической переориентации электрическим полем, а также добавлением небольшого количества поверхностно активного вещества.

На рис.1 приведены экспериментальные результаты температурной зависимости спонтанной поляризации в смесях 85% СмС + 15% закручивающее вещество А. На этом же рисунке приведена также температурная зависимость спонтанной поляризации СЭЖК вещества 6. Приведенные зависимости получены при медленном охлаждении исследуемых образцов из изотропно жидкой фазы. Характер изменения спонтанной поляризации исследуемой системы в тех образцах, где СмС матрицей являются вещества 1,2,3, похож на температурную зависимость спонтанной поляризации аналогичных систем, приведенную в [3].

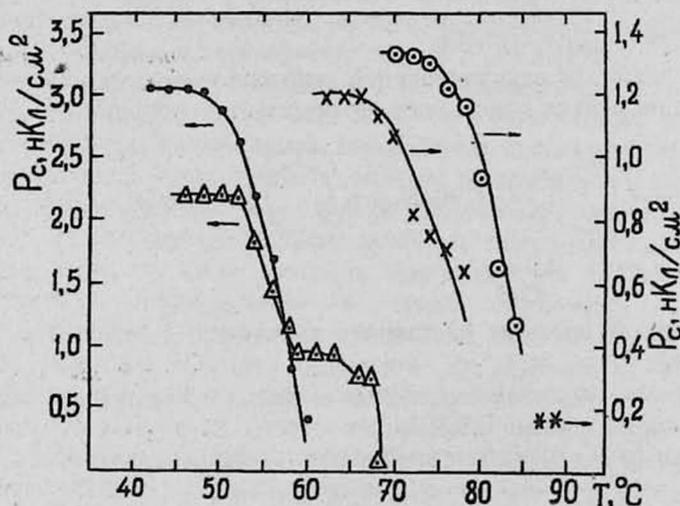


Рис.1. Температурная зависимость спонтанной поляризации в смеси 85% смектик С + 15% закручивающее вещество (А) (на этом же рисунке приведены данные для индивидуального вещества 6): × – вещество 1, ⊙ – вещество 2, ● – вещество 3, \* – вещество 4, Δ – вещество 6.

Как видно из рис.1, характер зависимости спонтанной поляризации от температуры у вещества 6 существенно отличается от аналогичной зависимости у других образцов. Это различие объясняется тем, что в исследуемом температурном интервале (45-68°C) вещество 6 претерпевает фазовые переходы  $СмС^* \rightarrow СмН^* \rightarrow СмГ^*$ . Как известно, в  $I^*$ ,  $H^*$ -фазах вязкость жидкого кристалла больше, чем в  $C^*$ -фазе. Следовательно, заторможенность вращения молекул в этих фазах имеет разные значения, что и сказывается на величине спонтанной поляризации.

Величина спонтанной поляризации на плато (рис.1) наибольшее значение имеет у вещества 3 (3,3 нКл/см<sup>3</sup>), а наименьшее значение имеет у вещества 4 (0,17 нКл/см<sup>3</sup>). У вещества 5 спонтанная поляризация при температуре 42,5°C составляла 0,49 нКл/см<sup>3</sup>. Нами проведена также приближенная оценка дипольных моментов веществ 2 и 3. Расчеты показали, что дипольный момент вдоль короткой оси молекулы у вещества 3 почти в 10 раз больше, чем у вещества 2.

Таким образом, можно заключить, что большие разницы спонтанной поляризации в исследованных объектах связаны с конформационными особенностями молекул этих веществ.

Поскольку, как отмечено в [2], во всех известных СЭЖК спонтанная поляризация возникает не как результат диполь-дипольного (статического) взаимодействия, а как побочный эффект от других межмолекулярных взаимодействий (в частности, дисперсионного и стерического), то приведенные на рис.1 различия можно связать с конформационными особенностями и с электронной структурой исследованных образцов. С точки зрения стерических факторов, играющих существенную роль в процессе спонтанной поляризации, наиболее важным является конформация жестких остовов молекул  $СмС$  матриц. Важность стерической структуры остова молекулы обусловлена тем, что, во-первых, от этой структуры зависит заторможенность вращения молекул вокруг их длинных осей, что приводит к некоторому упорядочению коротких осей молекул. А если молекула обладает дипольным моментом  $d$ , направленным вдоль той ее короткой оси, которая испытывает упорядочение, то согласно [2] появляется нескомпенсированный дипольный момент смектического слоя, т.е. макроскопическая спонтанная поляризация слоя. Во-вторых, эта структура также диктует распределение электронной плотности в молекуле, что, в свою очередь, повлияет на величину компонента дипольного момента вдоль короткой оси молекулы, т.е. также приведет к изменению спонтанной поляризации исследуемого объекта в целом. Проведенный нами ранее конформационный анализ молекул соединений, по структуре аналогичных веществам 1,2,3 [4,5], показал, что остовы веществ 1,2 и остов вещества 3 (на рисунке он показан без ОН группы у бензольного кольца) имеют сложную конфигурацию (рис.1). В частности, угол между плоскостями двух бензольных колец в каждом фрагменте составляет 82° у изолированных молекул. В конденсированной среде из-за межмолекулярного взаимодействия этот угол уменьшается на ~ 20° [6]. Понятно, что такая конфигурация типа "пропеллера" приводит к затруднению вращения вокруг длинных осей молекул. У вещества 3 это вращение дополнительно затрудняется из-за наличия группы ОН у одного из бензольных колец.

Что касается вещества 4, то из-за высокой симметрии и наличия тройной связи  $-C \equiv C-$  его молекулы имеют плоский остов и небольшое затруднение вращения вызывают только длинные алкильные группы.

Указанные структурные особенности влияют также на электронное состояние молекул, как это видно из ПМР (протонный магнитный резонанс) спектров, приведенных на рис. 2,3. Исследование ПМР высокого разрешения проводилось на спектрометрах 60 и 100 МГц фирмы "TESLA". Для исключения возможного сольватирующего влияния растворителя для исследуемых объектов был выбран четыреххлористый углерод.

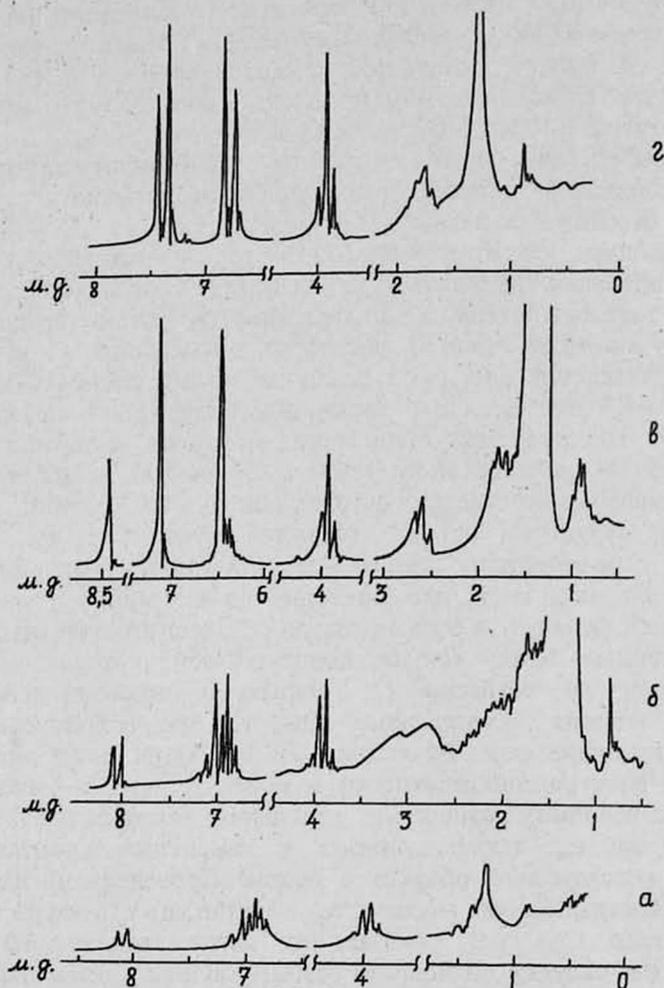


Рис.2. ПМР спектры веществ 1,2,3,4 в  $CCl_4$ : а - вещество 1, б - вещество 2, в - вещество 3, г - вещество 4.

Как видно из рис.2, ароматические протоны веществ 1 и 2 дают почти идентичные ПМР спектры. У обоих веществ эта часть спектра представляет собою наложение спектров, соответствующих спиновым системам  $A_2X_2$  и  $A_2B_2$  с константами расщепления  $J_{AX} = J_{AB} \pm 10$  Гц с

химическим сдвигом линий в области от 6,8 м.д. до 8,08 м.д., т.е. электронные структуры жестких остовов молекул веществ 1 и 2 идентичны.

ПМР спектр вещества 3, как и следовало ожидать, сильно отличается от спектров веществ 1 и 2. Спектр протонов ароматического ядра вещества 3 представляет собой наложение плохо разрешенных спектров спиновых систем АВС и АВСД. Из-за плохой разрешенности линий в этом спектре трудно определить константы расщепления. Химические сдвиги линий находятся в области 6,38 м.д. – 7,24 м.д. Заметим, что магнитная неэквивалентность протонов анилинового кольца вещества 3 указывает на пространственно сложную структуру ароматического остова этого вещества. ПМР спектр вещества 4 представляет собой хорошо разрешенный спектр спиновой системы  $A_2X_2$  с константой расщепления  $J_{AX} = 8$  Гц.

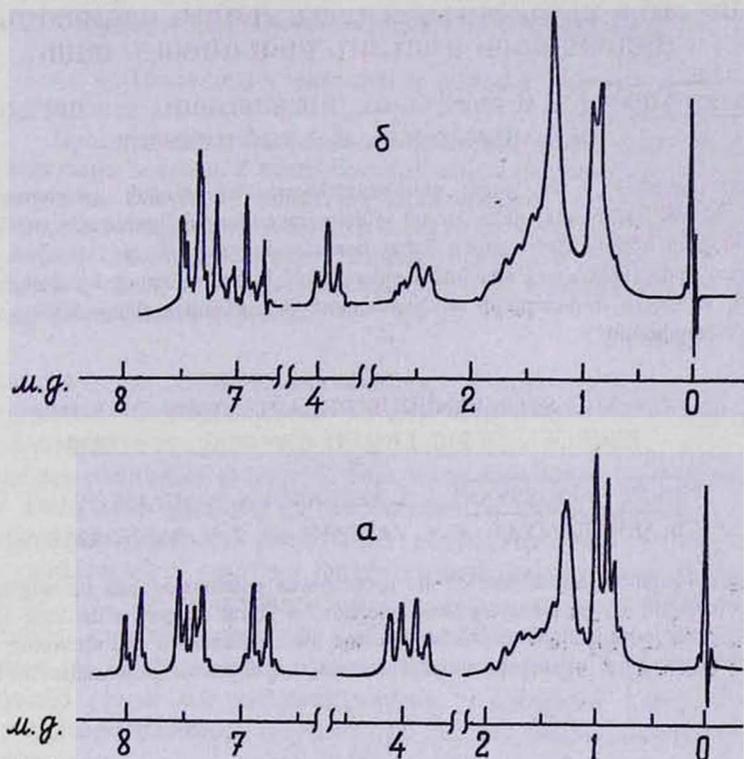


Рис.3. ПМР спектры веществ 5,6 в  $CCl_4$ : а – вещество 5, б – вещество 6.

На рис.3 приведены ПМР спектры веществ 5 и 6. У вещества 5 спектр ароматических протонов представляет наложение спектров спиновых систем  $A_2X_2$  и АА ВВ (константа расщепления  $J_{AX} = 9,3$  Гц). В той же части спектра вещества 6 выделяется также группа линий, соответствующая спиновой системе  $A_2X_2$  с константой расщепления  $J_{AX} = 9,3$  Гц, а остальные линии трудно отнести к конкретной четырехспиновой системе. Очевидно, что такое отличие спектров веществ 5 и 6 обусловлено неодинаковой конформацией жестких остовов этих веществ.

Работа выполнена в рамках темы, шифр 96-711, финансируемой из государственных централизованных источников РА.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П.В.Адоменас. Изв. АН СССР, сер. физ., 53, 1860 (1989).
2. Л.М.Блинов, Л.А.Береснев. УФН, 134, 391 (1984).
3. К.Д.Винокур, С.А.Пикин, С.П.Тавзарашвили, Г.С.Чилая, Э.М.Элашвили. Кристаллография, 35, 127 (1990).
4. А.Ц.Саркисян, С.М.Яйлоян, Х.В.Котанджян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 22, 331 (1987).
5. А.Ц.Саркисян, С.М.Яйлоян. Ж. структ. химии, 30, №4, 173 (1989).
6. А.Ц.Саркисян, С.М.Яйлоян. Ж. структ. химии, 32, №1, 93 (1991).

ՄԻ ԶՆԻ ՍԵԳՆԵՏԱԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ  
ՀՍԱԿԱՐԳԵՐԻ ՍՊՈՆՏԱՆ ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ՍԱՄԻՆ

**Ա. Յ. ՍԱՐԿՍՅԱՆ**, Լ. Ա. ԲԵԺԱՆՈՎԱ, Ս. Մ. ԶԱՅԼՈՅԱՆ, Է. Բ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ,  
Կ. Կ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Զ. Վ. ԲԱԴԴԱՍԱՐՅԱՆ

Հետազոտված է մի քանի սեգնետաէլեկտրական հեղուկ բյուրեղական բինար խառնուրդների սպոնտան բևեռացման ջերմաստիճանային կախվածությունը սմեկտիկ C + *l*-մենթոլի հիման վրա ոլորող նյութ համակարգերում: Ցույց է տրված, որ ուսումնասիրված համակարգերում սպոնտան բևեռացման համար կարևոր նշանակություն ունեն սմեկտիկ C նյութի մոլեկուլների կոնֆորմացիոն առանձնահատկությունները և էլեկտրոնային կառուցվածքը:

## ON THE SPONTANEOUS POLARIZATION OF SOME FERROELECTRIC LIQUID CRYSTAL SYSTEMS

**A. Ts. SARKISSYAN**, L. S. BEZHANOVA, S. M. YAYLOYAN,  
E. B. ABRAHAMYAN, K. K. VARTANYAN, Z. V. BAGHDASARYAN

The temperature dependence of the spontaneous polarization was investigated in some ferroelectric liquid crystal binary systems smectic C + chiral dopant on the base of *l*-menthol. Based on PMR investigations, it was shown that the conformation and electronic structure of molecules of smectic C substances are predominant in spontaneous polarization for investigated systems.

УДК 543.42

## СРЕДНЯЯ ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНОСТЬ КАК УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ПАРАМЕТР, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ. 2

А. С. КУЗАНЯН, В. Р. КАЛАШЯН, В. Р. НИКОГОСЯН,  
Т. М. ПАРОНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 26 февраля 1998 г.)

Продолжены исследования корреляции между сверхпроводящими свойствами и средней электроотрицательностью сложных оксидов меди. На основе расчетов точных значений средней электроотрицательности определена область ее наиболее вероятных значений для высокотемпературных сверхпроводников. Выявлен сложный характер взаимосвязи между средней электроотрицательностью и критической температурой сверхпроводящего перехода.

Со времени обнаружения явления высокотемпературной сверхпроводимости [1] прошло более 12 лет. Это открытие стимулировало бурное развитие нескольких научных направлений, в том числе и материаловедения оксидных купратов. Был накоплен огромный экспериментальный материал, требующий обобщения и позволяющий на новом уровне интерпретировать различные корреляции между сверхпроводящими свойствами и другими физическими параметрами сложных оксидов меди [2,3]. Не ослабевает интерес исследователей также к задаче поиска новых сверхпроводников [4,5]. Данная работа продолжает начатые нами в [6] исследования взаимосвязи между средней электроотрицательностью ( $\chi$ ) и сверхпроводимостью в сложных оксидах меди и выявляет целесообразность ее учета при поиске новых сверхпроводящих соединений.

Взаимосвязь между электроотрицательностью и сверхпроводимостью была замечена еще когда число ВТСП соединений было не очень большим [7,8]. В частности, в [7] было отмечено, что у ВТСП соединений  $\chi$  находится в интервале 2,5–2,6, тогда как для низкотемпературных сверхпроводников – в интервале 1,5–1,6. Однако, эти условия необходимы, но не достаточны для проявления сверхпроводимости, так как существуют несверхпроводящие соединения, у которых  $\chi$  также находится в этих интервалах. С целью проверки указанной закономерности в [6] мы рассчитали среднюю электроотрицательность большого числа ВТСП соединений, обнаруженных после опубликования [7]. Было показано, что значения  $\chi$  рассмотренных соединений могут находиться в интервале 2,5–2,6. Некоторая неопределенность в расчетах

$\chi$  обусловлена тем, что в состав ВТСП соединений входят элементы с переменной валентностью, в частности, катионы  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{3+}$ . Известно, что электроотрицательность элемента меняется с изменением валентности. В соответствии с этим изменение катионного состава влияет на значение электроотрицательности соединения. Так как точный катионный состав большинства новых ВТСП соединений пока не установлен, в проведенных расчетах были использованы значения электроотрицательности катионов, образование которых наиболее вероятно при синтезе в окислительных условиях.

В свете вышеизложенного несомненную ценность представляет точное определение значения  $\chi$ . С этой целью были проанализированы литературные данные по известным нам 38 ВТСП соединениям с точно указанным составом и валентностью элементов, на основе чего рассчитаны значения  $\chi$ . Значения средней электроотрицательности рассчитывались, используя значения электроотрицательности элементов, приведенные в [9]. С учетом точных значений  $\chi$  построена гистограмма, представленная на рис.1, которая показывает число ВТСП соединений со значениями  $\chi$  в определенных интервалах. Видно, что значения  $\chi$  для 27 из 38 соединений находятся в интервале  $2,56 < \chi < 2,62$ . Данное соотношение (наиболее вероятная область значений  $\chi$  для ВТСП) может быть использовано при поиске новых ВТСП соединений совместно с уравнением, определяющим взаимосвязь средней электроотрицательности со стехиометрией соединения и валентностью входящих в его состав элементов [6].

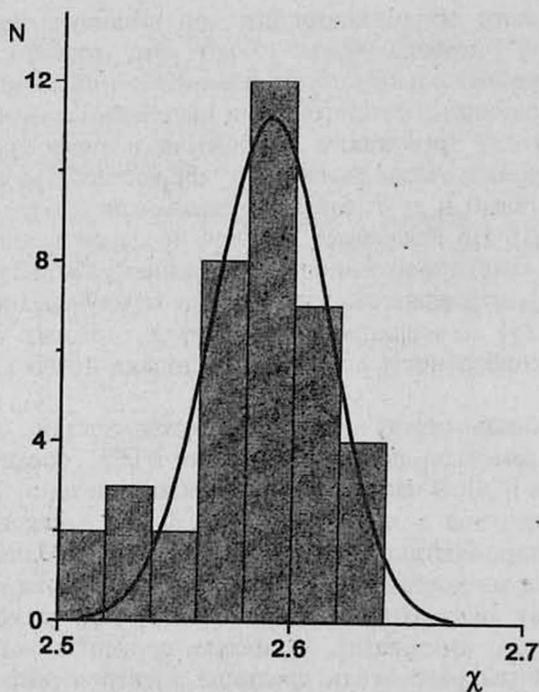


Рис.1. Гистограмма значений средней электроотрицательности 38 различных ВТСП соединений с точно определенным составом и валентностью катионов.

На рис.2 приведен пример графического представления зависимости  $\chi$  от состава соединений в случае двух переменных в системе. Очевидно, что ограничивая значения  $\chi$  определенными пределами, мы ограничиваем ту область изменения состава, в которой целесообразно вести поиск новых сверхпроводящих соединений. Таким образом поиск ведется целенаправленно, экономится как время, необходимое для проверки выбранной системы, так и материалы.

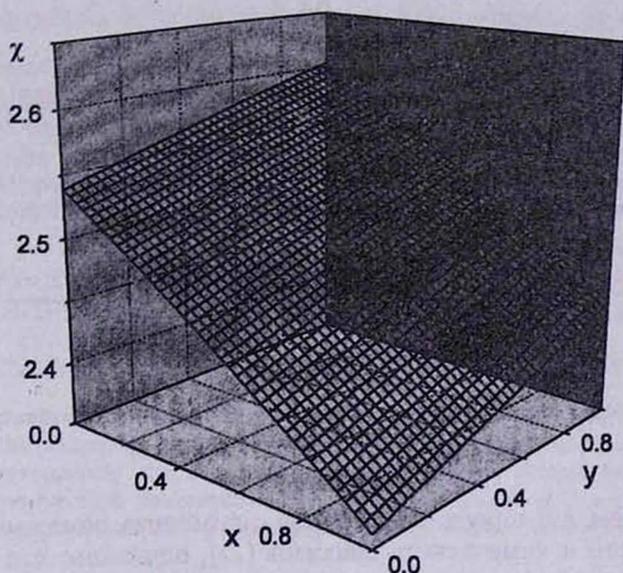


Рис.2. Зависимость средней электроотрицательности от состава соединения  $\text{Hf}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Sr}_2\text{CaCu}_{2-y}\text{Cu}_y^3\text{O}_z$  ( $x, y = 0 - 1, 0$ ).

Другой интересной стороной корреляции электроотрицательность – сверхпроводимость является взаимосвязь критической температуры сверхпроводящего перехода ( $T_c$ ) и электроотрицательности. Данная взаимосвязь рассмотрена в работе [10], авторы которой, на основе обработки данных как для различных сверхпроводников, так и при катионных или анионных замещениях в одном соединении, предлагают линейное уравнение для взаимосвязи электроотрицательности и  $T_c$ . Нам кажется, что корреляция  $T_c - \chi$  не столь проста.

Рассмотрим взаимосвязь  $\chi - T_c$  на примере хорошо изученных соединений  $(\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x)\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$ . Из всех соединений  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$  (R – редкоземельный элемент), имеющих ромбическую кристаллическую структуру, только состав  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$  неожиданно оказался несверхпроводящим. Рассматривая механизмы спаривания, ответственные за сверхпроводимость, можно получить ответ на вопрос, почему Pr так отличается от других редкоземельных элементов. Поэтому многие исследовательские группы изучали нормальные и сверхпроводящие свойства твердых растворов  $(\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x)\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$ . Нам же эти соединения интересны тем, что частичное замещение ионов Y на Pr приводит к монотонному уменьшению  $T_c$  от 93K (при  $x = 0$ ) до нуля (при  $x > 0,6$ ) [11]. Было обнаружено,

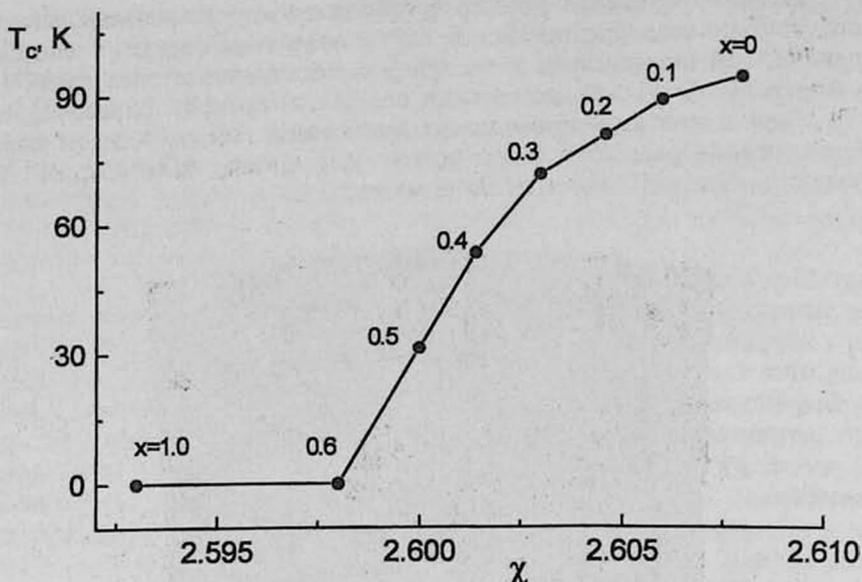


Рис.3. Зависимость критической температуры от средней электроотрицательности составов  $Y_{1-x}Pr_x^{3.5+}Ba_2Cu_3O_{7-d}$  ( $x=0-1$ ).

что содержание кислорода, измеренное с помощью помощью термогравиметрического и химического анализов [12], одинаково для всех  $x$ . Это значительно облегчает расчеты  $\chi$ , при выполнении которых нужно учитывать, что с увеличением содержания Pr от  $x=0$  до  $x=1$  средняя валентность ионов Cu уменьшается от 2,33+ до 2,17+. На рис.3 приведена зависимость  $\chi - T_c$  для всей области изменения  $x$ . Как видно из рисунка, простой функциональной связи между  $T_c$  и  $\chi$  нет. Об этом можно судить и по точным значениям  $\chi$ , рассчитанным для различных ВТСП соединений.

Работа выполнена в рамках утвержденной Министерством образования и науки РА темы №94-738.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.G.Bednorz and K.A.Muller. Z. Phys., B64, 189 (1986).
2. C.W.Chu. Preprint N96:109, Texas Center for Superconductivity, 1996.
3. K.A.Muller. Physica Scripta, T35, 9 (1991).
4. M.Isobe, T.Kawashima, K.Kosuda, Y.Matsui, E.Takayama-Muromachi. Physica C, 234, 120 (1994).
5. H.Yamamoto, M.Naito, and H.Sato. Jpn. J. Appl. Phys., 36, L341 (1997).
6. В.Р.Калашян, А.С.Кузьян, Т.М.Паронян, В.Р.Никогосян. Известия НАН Армении, Физика, 32, 157 (1997).
7. R.Asokamani and R.Mangula. Phys. Rev. B, 39, 4217 (1989).
8. М.А.Субраманьян. Сверхпроводимость: физ., хим., тех., 3, 175 (1990).
9. С.С.Бацапов. Электроотрицательность элементов и химическая связь. Изд. СО АН СССР, 1962.
10. D.A.Napela and J.M.McKay. Physica C, 158, 65 (1989).

11. Y.Dalichaouch, M.S.Torikachvili, E.A.Early, B.W.Lee, et al. Solid State Commun., 65, 1001 (1988).  
 12. A.Matsuda, K.Kinoshita, H.Shibata, T.Watanabe, et al. Phys. Rev., B38, 2910 (1988).

ՄԻՋԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԲԱՑԱՍԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՐՊԵՍ ԲԱՐՉՐ  
 ՋԵՐՍԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԸ ԲՆՈՒԹԱԳՐՈՂ  
 ՈՒՆԻՎԵՐՍԱԼ ՊԱՐԱՄԵՏՐ. 2

Ա. Ս. ԿՈՒՉԱՆՅԱՆ, Վ. Ռ. ԶԱԼԱՇՅԱՆ, Վ. Ռ. ՆԻԿՈԴՈՍՅԱՆ, Թ. Մ. ՊԱՐՈՆՅԱՆ

Շարունակվել է պղնձի բարդ օքսիդների միջին էլեկտրաբացասականության և գերհաղորդիչ հատկությունների միջև առկա կոռելյացիայի հետազոտումը: Միջին էլեկտրաբացասականության արժեքների ճշգրիտ հաշվարկման հիման վրա որոշվել է նրա ամենահավանական տիրույթը բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդիչների համար: Բացահայտվել է, որ միջին էլեկտրաբացասականության փոխկապվածությունը գերհաղորդիչ անցման կրիտիկական ջերմաստիճանի հետ ունի բարդ բնույթ:

AVERAGE ELECTRONEGATIVITY AS A UNIVERSAL PARAMETER  
 FOR HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS CHARACTERIZATION. 2

A. S. KUZANYAN, V. R. KALASHYAN, V. R. NIKOGHOSYAN, T. M. PARONYAN

The correlation investigation between superconducting properties and average electronegativity of compound copper oxides has been continued. On the basis of exact values for average electronegativity the range of the most probable values for high-temperature superconductors has been determined. The complicated character of interrelation between the average electronegativity and critical temperature of superconducting transition has been revealed.

УДК 521.1

## ГЛОБАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЗЕМЛЕ

Р. А. ВАРДАНЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория НАН Армении

(Поступила в редакцию 10 октября 1997г.)

Показано, что на глобальное изменение температуры Земли, кроме других факторов, действует также появление кометы Галлея и других комет больших размеров. Выявлены также 19-летний и 18400-летний периоды изменения температуры на Земле, первый из которых (19-летний), возможно, обусловлен нутационным изменением движения оси Земли. Кроме того, с увеличением периода изменения температуры наблюдается рост изменения самой температуры на Земле.

### 1. Введение

Ряд исследователей пришли к выводу о зависимости изменения температуры Земли от астрофизических факторов. К этим факторам относятся изменение потока солнечной радиации, положение планет относительно Солнца и т.д. Особое значение уделяется циклам активности Солнца. Ледниковые периоды иногда связывают с изменением геометрических связей Земли и Солнца: как основные факторы рассматриваются наклон плоскости эклиптики, прецессии равноденствия и эксцентриситета земной орбиты.

Югославский геофизик Миланкович в 1920-х годах высказал идею о существовании следующих ритмов [1]:

1. Изменение прецессии равноденствия: 21000-25000 лет.
2. Изменение наклона эклиптики: около 41000 лет.
3. Изменение эксцентриситета земной орбиты: 90000-100000 лет.

Время, соответствующее третьему пункту, уточнено геологами — оно составляет 92000 лет [2].

В литературе [1] приводится 2500-летний ритм оледенения. Существуют также более мелкие осцилляции температур на земле с интервалами 180, 80 и 30-40 лет, причина которых, согласно [1], недостаточно ясна. В работе [3] автор считает, что 80-летний цикл изменения земной температуры коррелирует с индикатором солнечной активности, т.е. с солнечным циклом.

Более детальный анализ глобального изменения температуры на Земле приводится в работе [4]. В ней указывается, что за последние 10000 лет средняя глобальная температура на Земле изменялась в среднем на  $1,5^{\circ}\text{C}$  с периодом 2500 лет, но причина этого до сих пор не ясна [5].

## 2. Актуальность решения задачи о причине глобального изменения температуры на Земле

В настоящее время указывается [6,7], какая катастрофа может наступить при глобальных изменениях температуры на Земле. В работе [6] показано, что потепление, которое уже идет на Земле достаточно быстро, может ускориться, если человечество не предпримет решительных мер, чтобы замедлить или остановить его. Однако, некоторые ученые считают, что "страх перед глобальным потеплением – это классический пример преувеличения ожидаемой катастрофы на Земле". Это противостояние, по нашему мнению, обусловлено именно тем, что до сих пор однозначно не определен дальнейший ход изменения температуры на Земле, а последнее связано с тем, что не все механизмы, действующие на изменение температуры, ясны однозначно и обоснованно.

В настоящей статье мы остановимся именно на некоторых астрономических данных, связанных с появлением кометы Галлея, а также на изменениях одного из земных параметров, который, возможно, играет определенную роль в изменениях температуры на Земле.

## 3. Сведения о комете Галлея

Как известно [8], у кометы при прохождении вблизи Солнца (в точке перигелия) появляется хвост, состоящий из многокомпонентного газа и пыли, которые иногда отрываются от головной части кометы и рассеиваются в межпланетном пространстве. В пользу существования пыли в кометах говорят также данные поляриметрических исследований кометы Икейя-Сека [9] и кометы Галлея [10], проведенные нами в Бюраканской обсерватории. Отметим, что скорость удаления пылинок при отрыве хвоста кометы, а также скорость струйного потока астероидов составляет приблизительно 0,1-3,0 км в секунду [11,12].

Расчеты показывают, что появление кометы Галлея и других комет коррелирует со снижением температуры Земли через несколько лет (максимум через 13 лет).

Если такая взаимосвязь действительно существует, то мы должны были бы обнаружить и более длинные периоды (тысячелетия) изменения температуры на Земле, связанные с изменением параметров гигантской кометы Галлея (например, с изменением точки перигелия и частоты появления кометы).

Для проведения такого анализа мы введем параметр  $k = p/q$ , т.е. отношение периода кометы Галлея ( $p$ ) к расстоянию точки перигелия от Солнца (параметр  $q$ ). При максимальных значениях параметра  $k$ , согласно [13], на Земле должно наблюдаться потепление. В случае, когда значение  $k$  минимальное, мы должны наблюдать понижение температуры на Земле (поскольку частота появления кометы больше и точка перигелия сравнительно близко расположена к земной орбите). Тогда вероятность увеличения потока пылинок и достижения ими земной орбиты больше.

Как следует из наших расчетов, максимальные значения параметра  $k$  обнаружены с 300 до 1300гг., т.е. в период, который охватывает

время оптимальной температуры, наблюдавшейся на Земле [4]. Минимальные значения параметра  $k$  наблюдались в 1266г. до н.э.; а согласно работе [4], около 3300 лет назад на Земле наблюдалась самая низкая температура за последние 10000 лет. Вместе с тем, в период с 1300 до 1500гг. наблюдается сильное уменьшение параметра  $k$  (от 138 до 131), а с 1550 до 1750гг., как известно [4], наступил малый ледниковый период.

Рассмотрим еще один возможный эффект, который может влиять на изменение температуры.

#### 4. Роль нутации Земли в изменениях температуры

В работе [4] приводятся кривые изменения средней температуры на Земле за 130-летний период (с 1855 по 1985гг.). На рис.1 представлена средняя кривая изменения температуры южной широты в море, взятая из работы [4]. Из рисунка ясно видно, что в 1910 году наблюдалась самая минимальная температура, а в интервале с 1945 до 1976гг. рост температуры не наблюдался, несмотря на увеличение диоксида углерода в атмосфере.

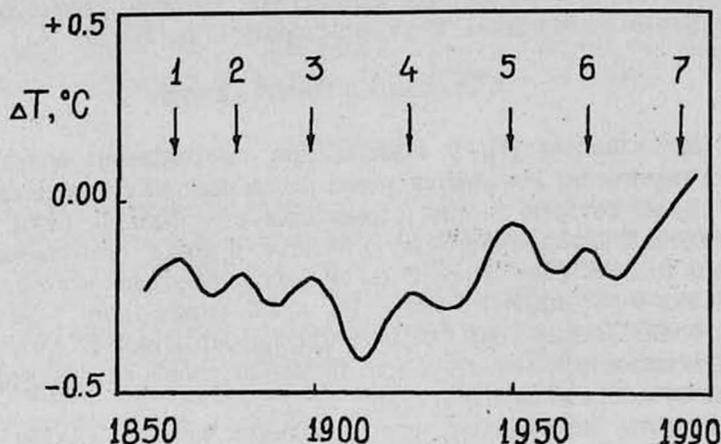


Рис.1. Изменение температуры за последние 130 лет в южной полушарии Земли (в море).

Как видно из рис.1, кроме спада температуры до 1910г. и дальнейшего роста до 1985г., за этот период времени явно наблюдается и некоторое колебание температуры, в среднем на  $0,12^{\circ}\text{C}$ . С первого взгляда видно, что интервал времени между максимумами составляет  $15 + 25$  лет, который охватывает время земной нутации (18,6 лет). Теперь нам остается, анализируя кривую, приведенную на рис.1, выяснить — существует ли цикл (периодичность) в изменениях температуры на Земле за 130-летний период, и если существует, то насколько он совпадает с периодом нутации Земли. Для этой цели, учитывая, что наблюдается небольшое число максимумов (всего 7), мы решили на миллиметровой шкале (которая соответствует времени  $1\text{мм} = 2,2$  года [4]) выписать расстояние максимумов относительно начальной точки (1850г.) и потом рассчитать последовательные разницы, т.е. разницы расстояний между

каждым последующим и предыдущим максимумами в миллиметрах.

В табл.1 приводятся последовательно номера (№) точек максимумов, расстояние ( $L$ ) от начальной точки (1850г.) и разница между последующим и предыдущим максимумами ( $\Delta L$ ).

Таблица 1

| № | $L$  | $\Delta L$ |
|---|------|------------|
| 1 | 6    | —          |
| 2 | 13   | 7          |
| 3 | 21,5 | 8,5        |
| 4 | 31   | 9,5        |
| 5 | 41   | 10         |
| 6 | 49   | 8          |
| 7 | 58   | 9          |

Итак, среднее расстояние между максимумами составляет  $\overline{\Delta L} = 8,666$ , т.е. по временной шкале  $\Delta t = 8,666 \cdot 2,2 = 19,065$  лет. Эта величина всего на 0,5 года больше периода нутации Земли.

Учитывая, что в табл.1 приведенное количество точек мало (всего 7), для определения цикла максимумов мы применили другой метод, который заключается в следующем. Из табл.1 не только определены разницы ( $L$ ) соседних максимумов, но и расстояния всех максимумов друг от друга, т.е. разницы между величинами  $L$  под номерами: 2-1, 3-2, 4-3, 5-4, 6-5, 7-6, 3-1, 4-2, 5-3, 6-4, 7-5, 4-1, 5-2, 6-3, 7-4, 5-1, 6-2, 7-3, 6-1, 7-2 и 7-1. В итоге, вместо 6-ти величин  $L$  получены 21. Из величин  $\Delta L$ , разбив шагом на 1мм, т.е.  $\Delta L_i = 1,2,3... до 53мм$  (которая является самой большой разницей между точками максимумов №7 и №1) подсчитано количество ( $n_i$ ) точек в каждом интервале  $\Delta L_i$ .

Таким образом, мы получили новый ряд  $\Delta L_i$  и соответствующие величины  $n_i$ . Нет сомнения, что если какой-нибудь  $\Delta L_i$  (допустим  $\Delta L_3$ ) будет соответствовать величине периода или цикла функции (которая наложена на гораздо медленнее изменяющуюся функцию), то на данном  $\Delta L_3 \pm \epsilon$  интервале, а также кратных интервалах мы будем наблюдать самые максимальные количества  $n_i$ .

Подвергая Фурье-анализу вновь полученный ряд  $n_i$ , мы получим периодограмму, которая приводится на рис.2, где ординаты пропорциональны амплитуде функции  $n_i$ , а обратная величина частоты ( $f$ ) абсциссы (в положении максимума аргумента) соответствует величине цикла или периода ( $p = 1/f$ ). Как следует из рис.2, при значении  $f = 0,11538$  наблюдается резко выраженный максимум. Этот максимум соответствует значению  $p = (1/0,11538) \cdot 2,20 \text{ лет} = 19,07 \text{ лет}$ .

Итак, существует незначительное ( $\sim 0,12^\circ\text{C}$ ) изменение температуры с периодом 19,07 лет, и он всего лишь на 0,5 лет превосходит период нутации Земли (18,6 лет).

Теперь рассмотрим, насколько применяемый метод и его результат (сильно выраженный пик на  $f = 0,11538$ ) достоверны. Чтобы убедиться в достоверности применяемого метода, мы его применили для ряда функций, характеризующих изменение температуры на Земле, период которых заранее был известен.

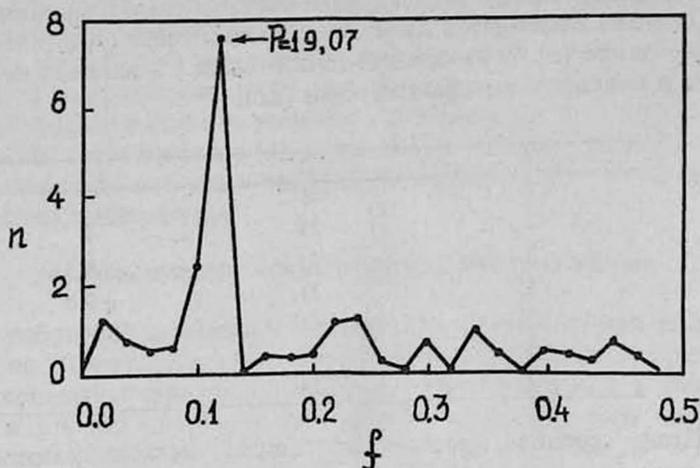


Рис.2. Периодограмма, полученная по изменениям температуры на Земле за последние 130 лет.

Метод был применен к функции, приведенной на рис.167 в работе [1], которая характеризует малый ледниковый период в Исландии. Определяя данные  $\Delta L_i$  в соответствии с временем явно выраженных 38 пиков холодных сезонов, мы вычислили все возможные значения  $\Delta L_i$  и по вышеприведенной методике была получена периодограмма. Как следовало из периодограммы, явно выраженный максимум соответствовал частоте  $f = 0,3156$ . На рис.167 [1]  $1\text{мм} = 11,58$  года. Из этих данных следует, что период изменения температуры составляет  $P = 36,67$  года, а среднее изменение температуры  $\Delta T = 0,25^\circ\text{C}$ . Этот результат полностью совпадает с периодом, полученным в [1], который составляет 30-40 лет.

Предложенный нами метод был применен и для кривой изменения солнечной радиации, поступившей на поверхность Земли за последние 600000 лет, приведенной на рис.31 в работе [1]. Период этих изменений, согласно [1], составляет 21000-25000 лет.

Из данных явно выраженных 17-и экстремальных значений максимума температуры мы получили периодограмму вышеизложенным методом. В периодограмме максимум соответствовал частоте  $f = 0,26$ , а поскольку на рис.31 [1]  $1\text{мм} = 6000$  лет, то получаем  $P = 23000$  лет. Этот результат также согласуется с приведенным для данной функции периодом  $P = 21000-25000$  лет, который совпадает с периодом прецессии равнодействия Земли.

Теперь остается убедиться в том, что полученные на гистограммах места нахождения пиков (максимумов) не только не случайны (в чем мы уже убедились), но и весьма существенны. Здесь мы подробно не будем останавливаться на этом вопросе, только отметим, что предложенный метод был применен на 20-ти различных выборках, состоящих из 20-ти случайных чисел (в качестве величин  $L_i$ ), и явно выраженных пиков на периодограммах не было получено.

Таким образом, мы убедились в верности применяемой методики для выявления периодов (с помощью распределения отдельно выделенных всплесков или максимумов, наложенных на медленно меняющиеся

функции). Теперь попробуем применить этот метод и для кривой изменения температуры на Земле за 850000-летний период, который приводится в работе [4] на рис.2а.

С этой целью на рис.2а [4] было отобрано 30 достаточно заметных точек минимумов и для них был применен предложенный нами метод, периодограмма которого приводится на рис.3. На рис.3 явно выраженный максимум соответствует частоте  $f = 0,2829$ , а поскольку на рис.2а [4]  $1\text{мм} = 5200$  лет, то период изменения температуры на Земле составляет приблизительно 18400 лет. Здесь может возникнуть вопрос: почему данный метод не выявил 90000-летнего периода изменения температуры в среднем на  $4,0^\circ\text{C}$ . Причина ясна: поскольку мы берем пики, которые наложены на медленно меняющиеся функции, то естественно, данный метод дает возможность найти именно сравнительно небольшой период по сравнению с периодами, которые соответствуют медленному изменению функции.

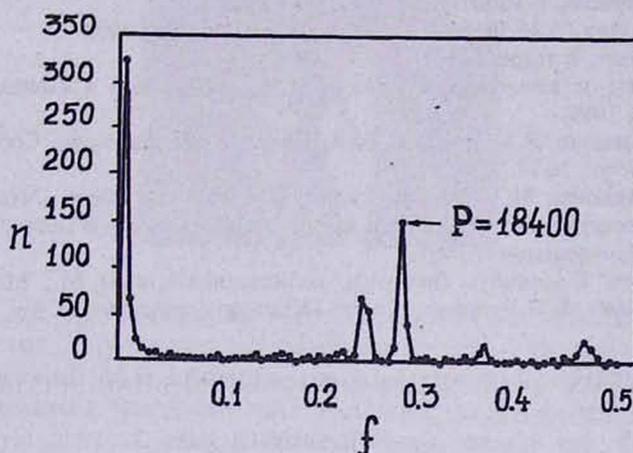


Рис.3. Периодограмма, полученная из кривой изменения температуры на Земле за последние 850000 лет.

## 5. Обсуждение результатов

Поскольку в солнечной системе многие физические явления взаимосвязаны (в частности, явления резонансов, которые наблюдаются в движениях планет и т.д.), то расчеты показали, что периоды изменения температуры на Земле и периоды изменения различных параметров Земли, кометы Галлея и Солнца также находятся в резонансе.

Кроме этого, оказалось, что изменение средней температуры на Земле увеличивается с увеличением периодов изменения температуры. Так, например, при 19-летнем периоде изменение температуры на Земле равно  $\Delta T = 0,12^\circ\text{C}$ , 80-летнем периоде —  $0,6^\circ\text{C}$ , 2500-летнем периоде —  $1,5^\circ\text{C}$ , 18400-летнем периоде —  $1,5^\circ\text{C}$ , а 90000-летнем периоде —  $4,0^\circ\text{C}$ .

## 6. Заключение

1. Изменение температуры на Земле, в частности, обусловлено появлением кометы Галлея и других комет больших размеров, из которых во время прохождения через точки перигелия отделяется пыль в

межпланетном пространстве. Похолодание на Земле ожидается не более чем через 13 лет после прохождения ими точки перигелия.

2. Нутационное движение оси Земли приводит к 19-летнему периоду изменения температуры на Земле в среднем на  $0,12^{\circ}\text{C}$ . Найден также 18400-летний период изменения температуры на Земле. Кроме того, с увеличением периода изменения температуры наблюдается рост изменения самой температуры на Земле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Джон, Э.Деребишир, Г.Янг, Р.Срейербридж, Дж.Эндрюс. Зимы нашей планеты. М., "Мир", 1982.
2. А.А.Горбовский. Загадки древнейшей истории. М., "Знание", 1971.
3. E.Friis-Christensen, K.Lassen. Science, 254, 698 (1991).
4. H.W.Ellsasser. "Setting the 10000-year climate record straight", 21<sup>st</sup> Century, Science and technology, Washington, 1991.
5. Ф.Моррисон. В мире науки, №7, 90, (1989).
6. Р.А.Хаутоу, Д.М.Вудвелл. В мире науки, №6, 6 (1989).
7. Р.М.Уайт. В мире науки, №9, 6 (1990).
8. "Кометы и прохождение жизни" (под редакцией С.Поинперумы). М., "Мир", 1984.
9. Р.А.Вардамян, Р.А.Епремян, М.А.Казарян, Э.Е.Хачикян, Сообщ. Бюраканской обсер., №38, 38 (1967).
10. Р.А.Вардамян, М.А.Ерицяц, Сообщ. Бюраканской обсер., №60, 107 (1989).
11. С.К.Всехсвятский. Природа и происхождение комет и метеорного вещества. М., "Просвещение", 1967.
12. Х.Альвен, Г.Арпеннус. Эволюция солнечной системы. М., "Мир", 1979.
13. Н.А.Беляев, К.И.Чурюмов. Комета Галлея и ее наблюдение. М., "Наука". 1985.

ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԳԼՈՐԱԼ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՐԿՐԻ ՎՐԱ

Ռ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Յույց է տրված, որ Երկրի վրա ջերմաստիճանի գոյրալ փոփոխության վրա այլ ազդակներից բացի ազդում է նաև Հալեի գիսավորի և մեծ չափերի այլ գիսավորների հայտնվելը: Հայտնաբերվել է նաև 19 և 18400 տարվա պարբերությամբ Երկրի ջերմաստիճանի փոփոխություն, որից 19 տարվա փոփոխությունը հավանաբար պայմանավորված է Երկրի առանցքի նուտացիոն շարժումով: Բացի այդ Երկրի վրա ջերմաստիճանի փոփոխության պարբերության աճի հետ նկատվում է ջերմաստիճանի փոփոխության աճ:

## GLOBAL CHANGES OF TEMPERATURE ON THE EARTH

R. A. VARDANYAN

It is shown that the global changes of temperature on the Earth, besides another factors, are acted also by the appearance of the Halley's and other comets of large sizes. It is discovered also 19 and 18400 years periodical changes of temperature on the Earth. The first of them (19 years) perhaps is conditioned by the nutational movement of the Earth. Besides this, with the increasing of the period of temperature variation a rising of the variations of temperature on the Earth is observed.

К 75-летию академика  
М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯНА



1998 год для академика Михаила Леоновича Тер-Микаеляна — юбилейный год. Ему самому исполнилось 75 лет, а Институту физических исследований НАН Армении, который он создал — 30 лет. В 1948г., будучи аспирантом Академии наук Армении, М.Л.Тер-Микаелян начал свою научную деятельность в теоретическом отделе им. И.Е.Тамма в ФИАН-е СССР под руководством академика Е.Л.Фейнберга. В 1952г. там же защитил кандидатскую диссертацию, посвященную когерентному тормозному излучению в кристаллах. В ней была заложена единая физическая основа для понимания процессов, происходящих при различных взаимодействиях частиц высоких энергий. Им было показано, что при высоких энергиях, несмотря на то, что длины волн всех участвующих в процессе частиц значительно меньше межатомных расстояний, размеры области взаимодействия, играющие роль в реакциях (когерентная длина), могут достигать макроскопических размеров.

Казавшиеся тогда парадоксальными результаты привлекли внимание Л.Д.Ландау и И.Я.Померанчука и были развиты ими для аморфных сред. Уже через 2 года, в 1954г. М.Л.Тер-Микаелян дополнил работу Ландау-Померанчука, учтя роль диэлектрической поляризации аморфной среды. Новый эффект, предсказанный в этой работе, подобен эффекту плотности в ионизационных потерях, открытому Э.Ферми, и в современной литературе его называют продольным эффектом плотности, ссылаясь на М.Л.Тер-Микаеляна. (Спустя много лет, в 1984г. эти исследования получили новое экспериментальное подтверждение на современных ускорителях в США). Вслед за этим М.Л.Тер-Микаелян публикует серию статей по излучению равномерно движущихся частиц в

неоднородных средах, которые уже нашли широкое применение в физике высоких энергий. Работы М.Л.Тер-Микаеляна в области физики высоких энергий обобщены в ныне широко признанной монографии "Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях", изданной АН Армении в 1969г. и переведенной на английский язык в 1972г.

С начала 60-х годов М.Л.Тер-Микаелян начал развивать в Армении новое направление — квантовую электронику. Организованная им объединенная лаборатория Ереванского госуниверситета и АН Армении очень скоро получила широкое международное признание как крупный научный центр. Именно в 60-х годах М.Л.Тер-Микаелян возглавил работы по созданию и промышленному выпуску в Армении первых лазеров. Работы М.Л.Тер-Микаеляна по теории оптических квантовых генераторов и усилителей легли в основу новой монографии "Оптические генераторы на твердом теле" (Москва, 1967г.), написанной в соавторстве с А.Л.Микаеляном и Ю.Г.Турковым. Книга и сегодня представляет исключительную ценность для физиков и инженеров. В 1967г. группе ученых и инженеров, в том числе и М.Л.Тер-Микаеляну была присуждена Государственная премия Армении за работы по созданию новых лазеров.

Еще одно направление в лазерной физике — резонансное взаимодействие лазерного излучения с атомными системами, теоретически развиваемое М.Л.Тер-Микаеляном, сделало Армению известной в мире страной в области нелинейной оптики. И вновь предсказаны новые эффекты: это и самоиндуцированная инверсия населенностей, и "трехкомпонентная структура" в резонансной флюоресценции, и двухфотонные эффекты на "одедом" атоме. Эти работы частично обобщены в обзорной работе М.Л.Тер-Микаеляна, опубликованной в УФН в декабре 1997г.

В 1988г. по инициативе М.Л.Тер-Микаеляна и под его руководством в Армении начало развиваться новое направление — высокотемпературная сверхпроводимость. И опять в короткие сроки научный коллектив, возглавляемый М.Л.Тер-Микаеляном, получает признание теперь уже в новой области.

На протяжении всей научной деятельности, будучи деканом физического факультета или заведующим кафедрой ядерной физики, кафедрой радиационной физики и квантовой оптики, М.Л.Тер-Микаелян не переставал активно готовить молодых специалистов. Сегодня многие его ученики продолжают успешно развивать физику не только в Армении, но и за ее пределами.

Особо следует подчеркнуть заслуги М.Л.Тер-Микаеляна в создании и руководстве Институтом физических исследований (ИФИ) АН Армении, первым директором которого он был долгие годы. В настоящее время М.Л.Тер-Микаелян активно продолжает научные исследования в институте и сотрудничает с ведущими учеными мира. Он по-прежнему руководит работой лаборатории теоретической физики и является почетным директором ИФИ.

Редакция журнала и физики Армении сердечно поздравляют Михаила Леоновича Тер-Микаеляна со славным юбилеем и от всей души желают ему крепкого здоровья, свершения всего задуманного и новых больших творческих достижений.

Редколлегия

|  |     |
|--|-----|
| <b>Լ.Շ.Գրիգորյան, Հ.Ֆ.Խաչատրյան, Ս.Ռ.Արզումանյան.</b> Դիլեկտորիկ գնդի շուրջը պտտվող էլեկտրոնի հնարավոր անոմալ ուժեղ ճառագայթման մասին. ....  | 267 |
| <b>Հ.Ս.Առաքելյան, Ա.Հ.Գևորգյան, Հ.Ս.Երիցյան, Հ.Հ.Թովմասյան.</b> Արհեստական գիրոտորոպ միջավայրով լցված ալիքատար. ....   | 274 |
| <b>Գ.Գ.Օքստոյան, Է.Ս.Պողոսյան, Ա.Գ.Տեր-Պողոսյան.</b> Ալիքատար՝ բարակ իմպեդանսային թաղանթներով. ....  | 279 |
| <b>Վ.Մ.Հարությունյան, Մ.Ժ.Ղուկինյան.</b> Ծակոտկեն կիսահաղորդիչներում տեղի ունեցող ֆիզիկական երևույթների մոդելավորումը. ....  | 284 |
| <b>Կ.Բ.Մաթևոսյան.</b> Կրկնակի ինժեկցիայով վարիզոնային կառուցվածքի իմպեդանսը բարձր ինժեկցիայի մակարդակի դեպքում. ....   | 292 |
| <b>Ա.Ա.Ավետիսյան, Ա.Պ.Ջոթյան, Բ.Ժ.Պողոսյան.</b> Լույսի միջգոտիական կլանումը նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում խաչված էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում. ....                        | 296 |
| <b>Ա.Յ.Մարգարյան], Լ.Ս.Բեժանովա, Ս.Ս.Յայրյան, Է.Բ.Աբրահամյան, Կ.Կ.Վարդանյան, Ջ.Վ.Բաղդասարյան.</b> Սի քամի սեզնետաէլեկտրական հեղուկ բյուրեղական համակարգերի սպոնտան բևեռացման մասին. .... | 304 |
| <b>Ա.Ս.Կուզանյան, Վ.Ռ.Քալաշյան, Վ.Ռ.Նիկողոսյան, Թ.Մ.Պարոնյան.</b> Սիջին էլեկտրաբացասականությունը որպես բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդիչները բնութագրող ունիվերսալ պարամետր. 2. ....     | 311 |
| <b>Ռ.Ա.Վարդանյան.</b> Ջերմաստիճանի գլոբալ փոփոխությունները Երկրի վրա. .  | 316 |
| <b>Ակադեմիկոս Ս.Լ.Տեր-Միքայելյանի</b> 75-ամյակին. ....   | 323 |

## CONTENTS

|  |     |
|--|-----|
| L.Sh.Grigorian, H.F.Khachatryan, S.R.Arzumanian. On the possibility of abnormally intense radiation due to the rotation of electron around a dielectric sphere. ....   | 267 |
| H.M.Arakelian, A.H.Gevorgian, H.S.Eritsyán, H.H.Tovmasian. Waveguide filled with an artificial gyrotropic medium. ....   | 274 |
| G.G.Oksuzyan, E.S.Pogossian, A.D.Ter-Pogossian. Waveguide with thin impedance films. ....  | 279 |
| V.M.Aroutiounian, M.Zh.Ghoolinian. On the model representation of physical processes in porous semiconductors. ....  | 284 |
| K.B.Matevossian. Impedance of graded band-gap structure with double injection in high injection level. ....  | 292 |
| A.A.Avetisyan, A.P.Djotyan, B.G.Poghosyan. Interband absorption of light in semiconductors with narrow forbidden band in crossed electrical and magnetic fields. ....  | 296 |
| <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A.Ts.Sarkissyan</span> , L.S.Bezhanova, S.M.Yayloyan, E.B.Abrahamyan, K.K.Vartanyan, Z.V.Baghdasaryan. On the spontaneous polarization of some ferroelectric liquid crystal systems. .... | 304 |
| A.S.Kuzanyan, V.R.Kalashyan, V.R.Nikoghosyan, T.M.Paronyan. Average electronegativity as a universal parameter for high-temperature superconductors characterization. 2. ....  | 311 |
| R.A.Vardanyan. Global changes of the temperature on the Earth. ....  | 316 |
| On the 75th birthday of Academician M.L.Ter-Mikaelian. ....  | 323 |

## СОДЕРЖАНИЕ

|  |     |
|--|-----|
| Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян. О возможности аномально сильного излучения при вращении электрона вокруг диэлектрического шара . . . . .  | 267 |
| О.М.Аракелян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицяц, Г.А.Товмасян. Волновод, заполненный искусственной гиротропной средой . . . . .   | 274 |
| Г.Г.Оксузян, Э.С.Погосян, А.Д.Тер-Погосян. Волновод с тонкими импедансными пленками. . . . .   | 279 |
| В.М.Арутюнян, М.Ж.Гулиян. О модельном представлении физических процессов в пористых полупроводниках. . . . .   | 284 |
| К.Б.Матевосян. Импеданс варизонной структуры с двойной инжекцией при высоком уровне инжекции. . . . .  | 292 |
| А.А.Аветисян, А.П.Джотян, Б.Г.Погосян. Межзонное поглощение света в узкощелевых полупроводниках в скрещенных электрическом и магнитном полях. . . . .  | 296 |
| <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">А.Ц.Саркисян</span> , Л.С.Бежанова, С.М.Яйлоян, Э.Б.Абрамян, К.К.Вартанян, З.В.Багдасарян. О спонтанной поляризации некоторых сегнетоэлектрических жидкокристаллических систем. . . . . | 304 |
| А.С.Кузян, В.Р.Калашян, В.Р.Никогосян, Т.М.Паронян. Средняя электроотрицательность как универсальный параметр, характеризующий высокотемпературные сверхпроводники. 2. . . . .   | 311 |
| Р.А.Варданян. Глобальные изменения температуры на Земле. . . . .   | 316 |
| К 75-летию академика М.Л.Тер-Микаеляна. . . . .  | 323 |

Отпечатано на копи-принтере Rex Rotary CP1280  
фирмы RICOH

Заказ №40. Тираж 200.

Сдано в набор 16.10.98. Подписано к печати 1.12.98.

Печ. л. 4. Бумага КУМ-ultra. Цена договорная.

Издательство "Гитутюн" НАН РА. Компьютерная редакционно-издательская служба.  
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.