

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

47, N1, 2012

ՀՁԿ 425

ԱՐԿԻՎՈՐԵՆԱԿ

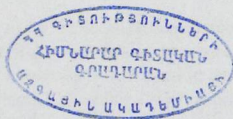
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

47

№ 1



ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУТЮН" НАН РА

ԵՐԵՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆ

2012

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Դ. Հ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
D. H. Sarkisyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

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

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

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

УДК 539.126

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ (O_2, O_7) ДЛЯ РАСПАДА $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma\gamma$

А.Г. ЕГИАЗАРЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

(Поступила в редакцию 25 августа 2011 г.)

В рамках Стандартной Модели проведено вычисление вклада диаграмм, содержащих интерференцию электромагнитных дипольных операторов O_7 и O_2 в ведущем порядке по константе сильного взаимодействия для распада $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma\gamma$. Результаты расчета получены в аналитической форме, благодаря использованию автоматизированного алгоритма Лапорты и представлению Меллина–Барнеса.

1. Введение

Редкие распады В-мезонов являются важным источником информации в физике масштабов нескольких сотен GeV. В рамках Стандартной Модели (СМ) все эти процессы изображаются диаграммами, содержащими петли и, следовательно, их вклад небольшой. Но в некоторых расширениях к СМ вклады диаграмм с “новыми” частицами в петлях могут быть соизмеримы или даже больше вклада самой СМ. Сравнение теоретических вычислений с экспериментальными данными может дать ограничения на СМ или может даже оказаться в расхождении с предсказаниями СМ, что будет доказательством некоторой “новой физики”. Чтобы проводить сравнение теории с данными эксперимента, нужно иметь как можно более точные теоретические предсказания для рассматриваемых распадов.

В последние годы среди В-распадов основное внимание было обращено на распад $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$, для которого не только есть довольно точные экспериментальные данные [1-3], но и полные теоретические вычисления до следующего после ведущего порядка (Next-To-Leading Order, коротко NLO [4,5]). Вычислены также поправки NNLO [6-8].

Результаты для распада $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ в ведущем порядке были уже рассмотрены в [9-12], но эти результаты приведены в численной форме; аналитического выражения для рассматриваемых в этой работе диаграмм в литературе нет. В настоящей работе проведено вычисление вклада интерференции операторов (O_2, O_7) в ведущем порядке по константе сильного взаимодействия в аналитической форме. Вклады, соответствующие первой степени α_s , будут рассчитаны в следующих работах.

2. Эффективный гамильтониан

Для теоретического описания редких распадов используется эффективная теория с пятью кварками, получаемая интегрированием по степеням свободы тяжелых t -кварка и W -бозона по Стандартной Модели. В случае распада $b \rightarrow X_s \gamma$ эффективный гамильтониан имеет вид [13]

$$H_{\text{eff}}(b \rightarrow s \gamma) = (4G_F / \sqrt{2}) \lambda_t \sum_{j=1}^8 C_j(\mu) O_j(\mu), \quad (1)$$

где G_F – константа связи Ферми, $\lambda_t = V_{tb} V_{ts}^*$, где V_{ij} – матричные элементы Кабиббо–Кобаяши–Маскава, $C_j(\mu)$ – коэффициенты Вильсона, определенные по масштабу μ . Операторы O_j имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} O_1 &= (\bar{c}_{L\beta} \gamma^\mu b_{L\alpha}) (\bar{s}_{L\alpha} \gamma_\mu c_{L\beta}), \quad O_2 = (\bar{c}_{L\alpha} \gamma^\mu b_{L\alpha}) (\bar{s}_{L\beta} \gamma_\mu c_{L\beta}), \\ O_3 &= (\bar{s}_{L\alpha} \gamma^\mu b_{L\alpha}) \left[(\bar{u}_{L\beta} \gamma_\mu u_{L\beta}) + \dots + (\bar{b}_{L\beta} \gamma_\mu b_{L\beta}) \right], \\ O_4 &= (\bar{s}_{L\alpha} \gamma^\mu b_{L\beta}) \left[(\bar{u}_{L\beta} \gamma_\mu u_{L\alpha}) + \dots + (\bar{b}_{L\beta} \gamma_\mu b_{L\alpha}) \right], \\ O_5 &= (\bar{s}_{L\alpha} \gamma^\mu b_{L\alpha}) \left[(\bar{u}_{R\beta} \gamma_\mu u_{L\beta}) + \dots + (\bar{b}_{R\beta} \gamma_\mu b_{R\beta}) \right], \\ O_6 &= (\bar{s}_{L\alpha} \gamma^\mu b_{L\beta}) \left[(\bar{u}_{R\beta} \gamma_\mu u_{R\alpha}) + \dots + (\bar{b}_{R\beta} \gamma_\mu b_{R\alpha}) \right], \\ O_7 &= (e/16\pi^2) \bar{s}_\alpha \sigma^{\mu\nu} [m_b(\mu) R + m_s(\mu) L] b_\alpha F_{\mu\nu}, \\ O_8 &= (g_s/16\pi^2) \bar{s}_\alpha \sigma^{\mu\nu} [m_b(\mu) R + m_s(\mu) L] (\lambda_{\alpha\beta}^A/2) b_\beta G_{\mu\nu}^A. \end{aligned} \quad (2)$$

В дипольных операторах O_7 и O_8 через e и g_s обозначены, соответственно, электромагнитная и сильная константы связи, через $F_{\mu\nu}$ и $G_{\mu\nu}^A$ – тензоры напряженности соответствующих полей, а $L = (1 - \gamma_5)/2$ и $R = (1 + \gamma_5)/2$ – левосторонние и правосторонние проекции операторов.

В рамках низкоэнергетической эффективной теории скорость партонного распада $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma \gamma$ может быть записана в виде

$$\frac{d\Gamma_{27}(b \rightarrow X_s^{\text{parton}} \gamma \gamma)}{ds_1 ds_2} = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 \bar{m}_b(\mu) m_b^4}{1024\pi^5} |V_{tb} V_{ts}^*|^2 C_2^{\text{eff}}(\mu) C_7^{\text{eff}}(\mu) G_{27}, \quad (3)$$

где m_b и $\bar{m}_b(\mu)$ обозначают, соответственно, массу b -кварка в полюсе и бегущую MS массу b -кварка, α_{em} – константа электромагнитного взаимодействия, $C_i^{\text{eff}}(\mu)$ – эффективные вильсоновские коэффициенты в низкоэнергетическом масштабе, $s_1 = (p_b - q_1)^2/m_b^2$, $s_2 = (p_b - q_2)^2/m_b^2$, q_1 , q_2 – импульсы фотонов, p_b – импульс b -кварка.

3. Результаты

Фейнмановские диаграммы, соответствующие рассматриваемому процессу, приведены на рис.1. Возможны также диаграммы, у которых ни один из фотонов не выходит из O_2 , но все они равны нулю и не приведены на рисунке.

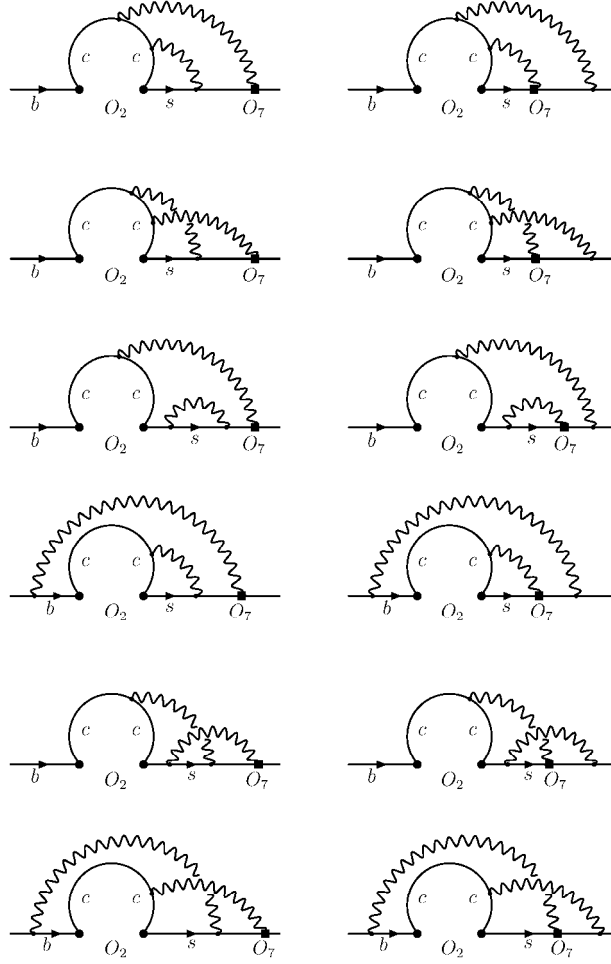


Рис.1. Диаграммы, соответствующие интерференции (O_7, O_2) для распада $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma \gamma$.

При вычислении диаграмм вначале была использована автоматизированная версия [14] алгоритма Лапорты [15,16], основанного на интегрировании по частям. Алгоритм работает следующим образом. Вначале мы имеем определенное количество интегралов, соответствующих некоторой данной диаграмме, которые в общем виде можно описать как интегралы, содержащие равное число пропагаторов в положительных, отрицательных или нулевых степенях. Следующим шагом является нахождение системы линейных уравнений, которым подчиняются эти интегралы. Для этого используется метод интегрирования по частям [15,16]. Используя этот метод и теорему Гаусса, получаем систему линейных алгебраических уравнений, благодаря которым большинство интегралов выражается через несколько так называемых мастер-интегралов.

Следующим шагом является вычисление мастер-интегралов. Для этого сначала проводится параметризация Фейнмана, после чего берется интеграл по петлевому импульсу. Для того, чтобы получить аналитическое выражение для

получившегося в результате вышеописанных шагов интеграла, используется представление Меллина–Барнеса [17] для пропагаторов типа $1/(x+y)^\lambda$ ($\lambda > 0$):

$$\frac{1}{(x+y)^\lambda} = \frac{1}{\Gamma(\lambda)} \int_{\gamma} \frac{ds}{2\pi i} \frac{x^s}{y^{\lambda+s}} \Gamma(\lambda+s) \Gamma(-s),$$

где интегрирование производится по γ -контур, который идет параллельно мнимой оси в комплексной плоскости s и проходит через реальную ось между точками $-\lambda$ и 0 . Если интеграл по бесконечной полуокружности, закрывающей контур, равен нулю, то контур интегрирования можно закрыть и рассчитать соответствующие вычеты. В результате получаем ряд по степеням (x/y) , если $x < y$, или (y/x) , если $y < x$, в зависимости от того, закрыли мы контур интегрирования в положительную или отрицательную сторону действительной оси s .

В нашей задаче после вышеописанных шагов получаем три мастер-интеграла, один из которых вычисляется просто, а для двух остальных используется метод Меллина–Барнеса. Первый интеграл соответствует одному пропагатору, остальные два – соответственно, двум и трем пропагаторам. Мы проводим вычисления в схеме размерной регуляризации, где размерность пространства-времени $d = 4 - 2\epsilon$. Мастер-интегралы должны быть вычислены до нулевой степени ряда по параметру ϵ . Первый интеграл легко вычисляется и равен

$$M_1 = \frac{\hat{m}_c^2}{16\pi^2} + \frac{\hat{m}_c^2}{16\epsilon\pi^2} - \frac{\hat{m}_c^2 \lg(\hat{m}_c^2)}{16\pi^2} - \frac{\hat{m}_c^2 \lg(s_2)}{16\pi^2} - \frac{\hat{m}_c^2 [\lg(s_1) + \lg(1-s_1-s_2)]}{16\pi^2},$$

где $\hat{m}_c = m_c/m_b$, m_c – масса c -кварка.

Процедура вычисления остальных двух мастер-интегралов одинакова: сперва закрываем контур интегрирования в отрицательную сторону действительной оси s , где подынтегральное выражение имеет вычеты во всех точках типа $(-n - \epsilon\pi s)$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, из-за члена $\Gamma(s + \epsilon\pi s)$, который имеет вычеты во всех отрицательных целых значениях аргумента гамма-функции. В итоге получаем бесконечные ряды, которые суммируются. Приведенные ниже выражения правильны при значениях аргументов, удовлетворяющих условию $(1-s_1-s_2)/4\hat{m}_c^2 < 1$ (так как именно при выполнении этого условия интеграл по левой бесконечной полуокружности равен нулю):

$$\begin{aligned} M_2 = & \frac{1}{16\epsilon\pi^2} + \left(-\sqrt{-1+4\hat{m}_c^2+s_1+s_2} + s_1\sqrt{-1+4\hat{m}_c^2+s_1+s_2} + \right. \\ & + s_2\sqrt{-1+4\hat{m}_c^2+s_1+s_2} - \sqrt{1-s_1-s_2} \arcsin \sqrt{(1-s_1-s_2)/4\hat{m}_c^2} + \\ & + 4\hat{m}_c^2 \arcsin \sqrt{(1-s_1-s_2)/4\hat{m}_c^2} + s_1\sqrt{1-s_1-s_2} \arcsin \sqrt{(1-s_1-s_2)/4\hat{m}_c^2} + \\ & + s_2\sqrt{1-s_1-s_2} \arcsin \sqrt{(1-s_1-s_2)/4\hat{m}_c^2} \Big) / \left(8\pi^2 (-1+s_1+s_2) \sqrt{-1+4\hat{m}_c^2+s_1+s_2} \right) + \\ & + \left(-\lg(\hat{m}_c^2) - \lg(s_2) - \lg[s_1(1-s_1-s_2)] \right) / 16\pi^2, \\ M_3 = & - \left(\arcsin \sqrt{(1-s_1-s_2)/4\hat{m}_c^2} \right) / 8\pi^2 (1-s_1-s_2). \end{aligned}$$

Но когда мы пытаемся повторить тот же процесс, закрывая контур в положительную сторону оси s , то получаются очень громоздкие выражения, содержащие гипергеометрические функции, а для третьего мастер-интеграла ряд и вовсе не суммируется. Но как нам удалось выяснить в результате численных расчетов, бесконечные ряды в правых сторонах являются аналитическими продолжениями соответствующих функций в левых частях (M_2 и M_3). Для случая $(1-s_1-s_2)/4\hat{m}_c^2 > 1$ просто нужно сделать замену $\hat{m}_c^2 \rightarrow \hat{m}_c^2 - i\delta$ ($\delta > 0$) в выражениях для M_2 и M_3 .

Сумма всех диаграмм после симметризации по двум фотонам равна

$$G_{27} = 16q_d q_u^2 \operatorname{Re} \left[1 - s_1 - s_2 - 4\hat{m}_c^2 \left(\arcsin \sqrt{\frac{1-s_1-s_2}{4\hat{m}_c^2}} \right)^2 \right],$$

где $q_u = 2/3$, $q_d = -1/3$. Как видно, все бесконечности вида $1/\varepsilon$ сокращаются.

Мы предполагаем, что вклады диаграмм (O_2 , O_2) в этот процесс могут быть вычислены, используя ту же технику. Это будет сделано в следующей работе.

4. Заключение

В работе в рамках Стандартной Модели получено аналитическое выражение вклада в процесс $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma \gamma$ от интерференции диаграмм, содержащих электромагнитные дипольные операторы O_7 и O_2 в ведущем порядке по константе сильного взаимодействия.

Автор выражает благодарность доктору физ.-мат. наук Г.М. Асатрян за постановку задачи и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке тематического финансирования РА в рамках договора N 11-1с014.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.Chen et al.** CLEO Collaboration. Phys. Rev. Lett., **87**, 251807 (2001), hep-ex/0108032.
2. **B.Aubert et al.** BaBar Collaboration. Phys. Rev. D, **77**, 051103(2008), arXiv:0711.4889.
3. **K.Abe et al.** Belle Collaboration, arXiv:0804.1580.
4. **C.Greub, T.Hurth, D.Wyler.** Phys. Rev. D, **54**, 3350 (1996), hep-ph/9603404.
5. **K.G.Chetyrkin, M.Misiak, M.Munz.** Phys. Lett. B, **400**, 206 (1997), hep-ph/9612313.
6. **H.M.Asatrian, A.Hovhannisyan, V.Poghosyan, T.Ewerth, C.Greub, T.Hurth.** Nucl. Phys. B, **749**, 325 (2006), hep-ph/0605009.
7. **H.M.Asatrian, T.Ewerth, A.Ferroglia, P.Gambino, C.Greub.** Nucl. Phys. B, **762**, 212 (2007), hep-ph/0607316.
8. **M.Misiak et al.** Phys. Rev. Lett., **98**, 022002 (2007), hep-ph/0609232.
9. **L. Reina, G. Ricciardi, A. Soni.** Phys. Lett. B, **396**, 231 (1996.), hep-ph/9612387.
10. **L. Reina, G. Ricciardi, A. Soni.** Phys. Rev. D, **56**, 5805 (1997), hep-ph/9706253.
11. **Chia-Hung Chang, Guey-Lin Lin, York-Peng Yao.** Phys. Lett. B, **415**, 395 (1997), hep-ph/9705345.
12. **Jun-jie Cao, Zhen-jun Xiao, Gong-ru Lu.** Phys. Rev. D, **64**, 014012 (2001), hep-ph/0103154.
13. **B.Grinstein, R.Springer, M.B.Wise.** Phys. Lett. B, **202**, 138 (1988); Nucl. Phys. B, **339**, 269 (1990).

14. **C.Anastasiou, A.Lazopoulos.** JHEP, **0407**, 046 (2004), hep-ph/0404258.
15. **F.V.Tkachov.** Phys. Lett. B, **100**, 65 (1981).
16. **K.G.Chetyrkin, F.V.Tkachov.** Nucl. Phys. B, **192**, 159 (1981).
17. **C. Anastasiou, A. Daleo.** JHEP, **0610**, 031(2006), hep-ph/0511176.

(O_2, O_7) ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma\gamma$ ՏՐՈՆՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա.Գ. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ

Ստանդարտ Մոդելի շրջանակներում կատարված է դիագրամների հաշվարկ, որոնք պարունակում են O_7 և O_2 էլեկտրամագնիսական դիպոլային օպերատորների ինտերֆերենցիան, ուժեղ փոխազդեցության հաստատունի առաջատար աստիճանում $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma\gamma$ տրոհման համար: Արդյունքները բերված են անալիտիկ տեսքով: Այդ նպատակով օգտագործված են Լապորտայի ալգորիթմի ավտոմատացված տարբերակը և Մելլին–Բարնեսի ներկայացումը:

CALCULATION OF (O_2, O_7) INTERFERENCE FOR $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma\gamma$ DECAY

A.G. EGHIAZARYAN

Within the Standard Model a contribution of diagrams, containing the interference of electromagnetic dipole operators O_7 and O_2 , is calculated in the leading order by the constant of strong interaction for $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma\gamma$ decay. The results are obtained in analytical form. For that purpose the automatized algorithm of Laporta and Mellin–Barnes representation are used.

УДК 537.86

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ПРОИЗВОДСТВА РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ЦЕЛЕЙ НА БАЗЕ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Р.О. АВАКЯН¹, А.Э. АВЕТИСЯН¹, И.А. КЕРОБЯН¹, С.П. ТАРОЯН¹,
А.С. ДАНАГУЛЯН², Р.М. МИРЗОЯН¹, К.С. БУНЯТОВ³, Р.Ц. САРКИСЯН¹,
С.А. ГАЛУМЯН¹, В.С. ЕГАНОВ¹, А.А. ОГАНЕСЯН¹, Г.С. ВАРТАНЯН¹,
В.Б. ГАВАЛЯН¹, В.Ц. НИКОГОСЯН¹, В.С. АЙРАПЕТАН, А.З. БАБАЯН¹,
А.А. МАТОСЯН¹, С.В. ЖАМКОЧЯН¹, Р.К. ДАЛЛАКЯН¹

¹Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван

²Ереванский государственный университет, Армения

³Международный научно-технический центр МНТЦ, Москва

(Поступила в редакцию 18 апреля 2011 г.)

Приведено описание методики получения радиоактивного изотопа ^{99m}Tc облучением молибдена интенсивным пучком тормозных фотонов от электронного пучка Линейного Ускорителя Электронов (ЛУЭ50) Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна (ННЛА, ранее – Ереванский физический институт). Разработана и создана экспериментальная установка для развития технологии наработки ^{99m}Tc . Проведена модернизация линейного ускорителя с целью повышения интенсивности и плотности пучка. Создана система автоматизированного контроля за параметрами установки и самого ускорителя. Проведены предварительные экспериментальные исследования методики получения ^{99m}Tc , приведены количественные и качественные результаты.

1. Введение

Радиофармацевтическая промышленность практически всех развитых стран использует ^{99}Mo для изготовления генераторов ^{99m}Tc , который применяется в более чем 80% всех диагностических процедур ядерной медицины. В настоящее время мировое потребление радионуклида ^{99m}Tc превышает 7×10^6 ГБк в год [1] и его производство остается крайне актуальной задачей.

Реакторные методы являются основными для получения материнского нуклида ^{99}Mo , в которых используется реакция деления ^{235}U под действием тепловых и быстрых нейтронов $^{235}\text{U}(n, f) \rightarrow ^{99}\text{Mo}$ [2,3]. Однако производство ^{99}Mo , который является продуктом деления урана, сопровождается значительными экологическими проблемами. Поэтому в последнее время в мировой практике активно рассматриваются альтернативные пути производства ^{99}Mo и,

соответственно, ^{99m}Tc . В частности, в литературе описаны способы получения ^{99}Mo при облучении молибдена протонами с $E_p = 30$ МэВ [4-6] и $E_p = 70$ МэВ [7,8].

Получение ^{99}Mo возможно также на ускорителях электронов в результате фотоядерной реакции $\gamma + {}^{100}\text{Mo} \rightarrow {}^{99}\text{Mo} + n$ [9-12] с удельным выходом порядка десятков и сотен единиц Бк/ $\mu\text{A}\cdot\text{мг}\cdot\text{час}$. Исследованию возможности получения ^{99}Mo с использованием линейного ускорителя электронов ННЛА и посвящена настоящая работа.

2. Линейный ускоритель электронов ЛУЭ50

Действующий линейный ускоритель электронов ЛУЭ50 ННЛА с энергией электронного пучка до 50 МэВ в основном является инжектором для кольцевого синхротрона на энергию 4.5 ГэВ, однако используется и для целого ряда других задач, в том числе прикладного характера.

Проведенные расчеты динамики и трассировки пучка показали возможность получения на выходном патрубке в кольцевом зале электронного кольцевого ускорителя ЭКУ пучка диаметром 10–15 мм при номинальной интенсивности ~ 5 μA . Для качественных экспериментов такая интенсивность вполне достаточна, однако для промышленной наработки требуются интенсивности как минимум вдвое выше. Для радикального повышения интенсивности пучка электронов в пушке был установлен новый катод металлического типа с высокой эмиссионной способностью. В результате этой замены ток электронного пучка вырос с 4–5 μA до 9–10 μA . Фотография нового катода в сборке пушки приведена на рис.1.

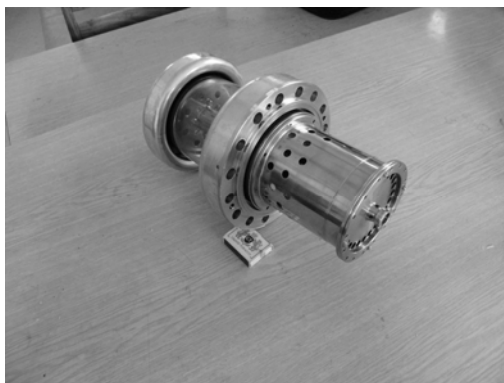


Рис.1. Пушка линейного ускорителя ЛУЭ50 с новым металлическим катодом.

3. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка смонтирована в кольцевом зале электронного синхротрона на пучкопроводе инжектора. Фотография экспериментальной установки приведена на рис.2.

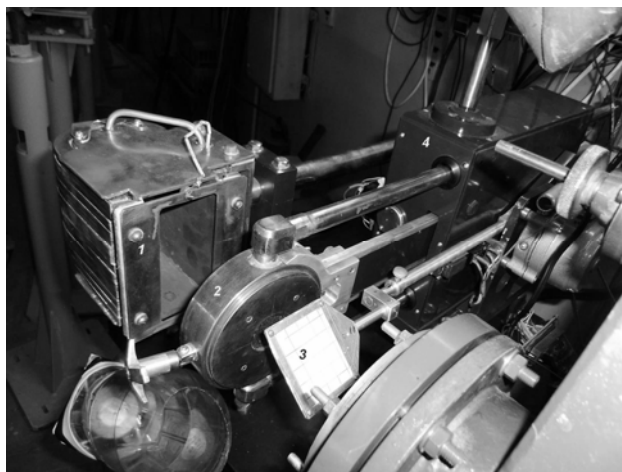


Рис.2. Экспериментальная установка (вид сверху). 1 – цилиндр Фарадея, 2 – мишенное устройство, 3 – люминофорная рамка для телевизионного контроля за профилем пучка, 4 – устройство дистанционного перемещения мишенного устройства.

Пучок электронов после выходного окна пучкопровода попадал на люминофорный экран 3, который дистанционно вводился под пучок для наблюдения за профилем пучка и затем выводился. Установленные в нескольких точках видеокамеры позволяли выводить на видеомониторы в пультовом помещении профиль пучка в нескольких точках – на выходном окне пучкопровода, на рамке 3, на входе в мишенное устройство и на входе во входное окно цилиндра Фарадея. Мишенное устройство 2 дистанционно вводилось под пучок при экспозиции и выводилось из-под пучка при необходимости прямого измерения тока пучка и его положения. Передвижение мишенного устройства осуществлялось устройством 4, схема которого приведена на рис. 3.

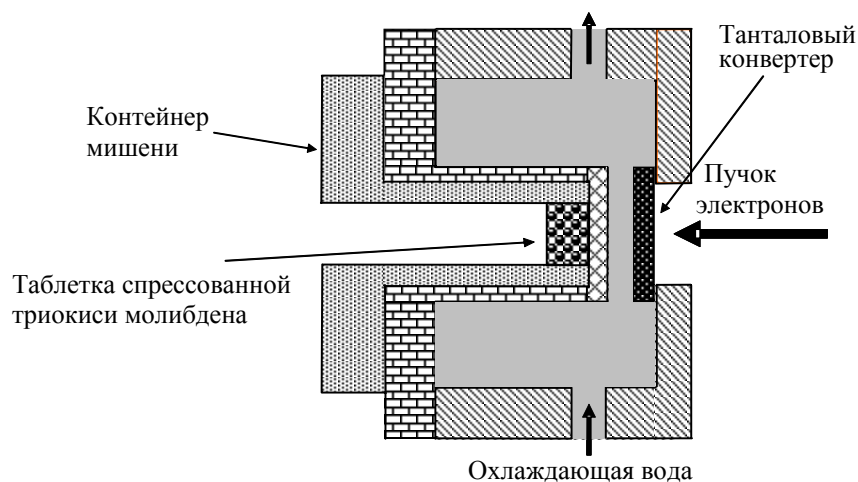


Рис.3. Схема мишенного устройства.

Корпус мишенного устройства изготовлен из меди. Для конвертации электронов в гамма-кванты на входном окне установлена пластина из тантала толщиной 2 мм (0.5 р.д.). С увеличением толщины конвертера число фотонов на выходе растет, но начиная с определенной толщины начинает падать из-за преобладания процессов поглощения фотонов в веществе конвертера. Для выбора оптимальной толщины конвертера было проведено Монте-Карло моделирование процесса конверсии электронов при различных толщинах конвертера. Приведенная на рис.4 кривая показывает, что оптимальной для тантала является толщина 2 мм.

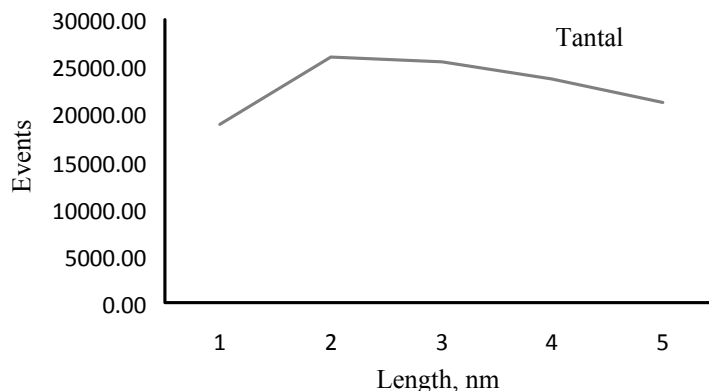


Рис.4. Выход фотонов в зависимости от толщины конвертера.

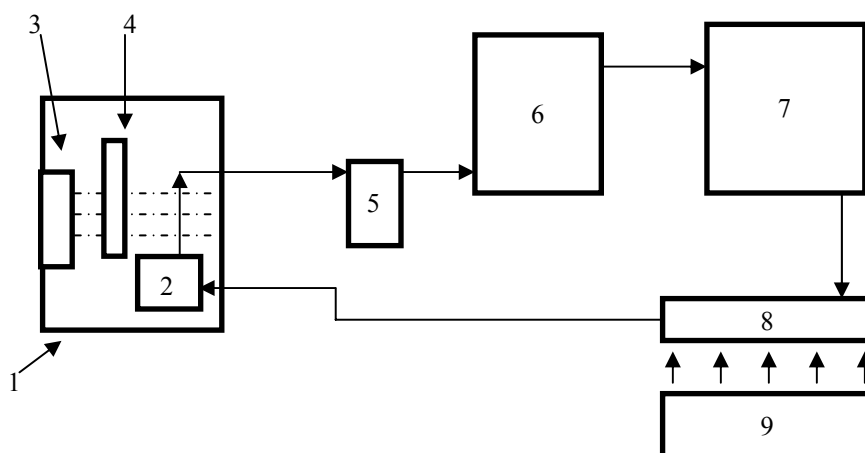


Рис.5. Схема водяного охлаждения. 1 – бак с дистиллированной водой, 2 – насос, 3 – датчик уровня воды, 4 – электронный термометр, 5 – электрический датчик давления воды, 6 – цилиндр Фарадея, 7 – мишенное устройство, 8 – радиатор, 9 – вентиляторы.

Проведенные нами расчеты показали, что примерно 30% мощности электронного пучка выделяется в веществе конвертера. Первые исследования были проведены при энергии электронов $E_e = 20$ МэВ и токе пучка $I_e = 5$ μ А;

при этом мощность пучка составляет $W = 100$ Вт, и, соответственно, выделившаяся в веществе конвертера тепловая мощность составляет 30 Вт. На следующем этапе исследований энергия электронов была поднята до $E_e = 40$ МэВ при интенсивности пучка $I_e = 10$ мА, и вопрос водяного охлаждения мишенного устройства стал более актуальным. Схема водяного охлаждения установки представлена на рис.5.

Во избежание утечки заряда с цилиндра Фарадея в системе охлаждения используется только дистиллированная вода, то есть с высоким удельным сопротивлением. Подаваемая насосом 2 вода проходит через трубки в цилиндре Фарадея 6, затем через объем мишенного устройства 7 (см. рис.3), отводя от них тепло, выделившееся в результате поглощения части энергии пучка, проходит через радиатор 8, обдуваемый вентиляторами 9, где отдает тепло окружающему воздуху и возвращается в накопительный бак 1. Датчики уровня воды 3 в баке и давления в системе 5 предотвращают аварийные ситуации утечки воды из системы. Электронный термометр 4 регистрирует температуру воды в баке.

Аналогичные температурные датчики были установлены на ускорительных секциях линейного ускорителя, поскольку интенсивность пучка сильно зависит от температуры охлаждающей воды в секции.

Так как вся аппаратура размещена в кольцевом и инжекторном залах ускорителя и работает на фоне сильных электромагнитных помех, была выбрана методика измерения температуры, при которой показания температуры (ток через терморезистор) пропорционально преобразуются в частоту следования импульсов, которые по коаксиальному кабелю передаются в пультовое помещение и пересчитываются пересчетным устройством в стандарте САМАС. Аналогично измерялся ток в цилиндре Фарадея. Показания температуры охлаждающей воды и тока пучка выводились на монитор компьютера и записывались в файл контроля за параметрами облучения. Обработка и визуализация информации проводились с помощью пакета программ LabView.

4. Контрольное облучение

В качестве облучаемого материала на первом этапе был выбран триоксид природного молибдена MoO_3 . В природном молибдене концентрация ^{100}Mo составляет 9.1%. С учетом этих двух факторов в облучаемом веществе массой 3.6 г содержание ^{100}Mo , необходимого для фотоядерной реакции получения технеция-99, составляет всего 0.22 г. Запрессованный в таблетку (см. рис.3) порошок триоксида молибдена был установлен в мишенном модуле на расстоянии 4 мм от танталового радиатора.

В 2010 г. был проведен тестовый сеанс облучения. Энергия электронов в пучке составляла $E_e = 40 \pm 5$ МэВ, интенсивность пучка была $I_e \approx 9.5$ мА. Длительность сеанса облучения составляла ~100 часов. После завершения облучения мишенное вещество оставлялось в модуле на 12 часов – за это время все короткоживущие изотопы распадались, и активность мишенного модуля падала до безопасных величин.

5. Результаты облучения

Исследование полученного в результате фотоядерной реакции ^{99m}Tc заключается в измерении энергетического спектра излучения облученного материала. В результате облучения ^{100}Mo фотонным пучком образуется ^{99}Mo , который с периодом полураспада в 67 часов переходит в ^{99m}Tc . В свою очередь ^{99m}Tc с периодом полураспада около 6 часов переходит в стабильный изотоп ^{99}Tc . В этом двухступенчатом процессе имеется линия излучения $E_\gamma = 180$ кэВ, характеризующая переход ^{99}Mo в ^{99m}Tc , интенсивность которой составляет $\sim 6\%$ от общей интенсивности излучения, и линия $E_\gamma = 140$ кэВ, которая является основной линией излучения самого ^{99m}Tc . Для регистрации излучения от облученного материала использовался детектор на основе кристалла NaI(Tl) фирмы ORTEC-digiBASE, марка 3M3/3-X, с прилагаемым программным обеспечением MAESTRO.

На рис.6 приведен спектр излучения облученного материала, измеренный через 39 часов после завершения облучения. На приведенном спектре четко проявляются пики с энергиями 140 и 180 кэВ, интенсивности которых соответствуют теоретическим. Основной пик излучения в области 140 кэВ аппроксимируется распределением Гаусса (сплошная линия), при этом энергетическое разрешение детектора при энергии $E_\gamma = 140$ кэВ составляет $\sigma = 5.9$ кэВ.

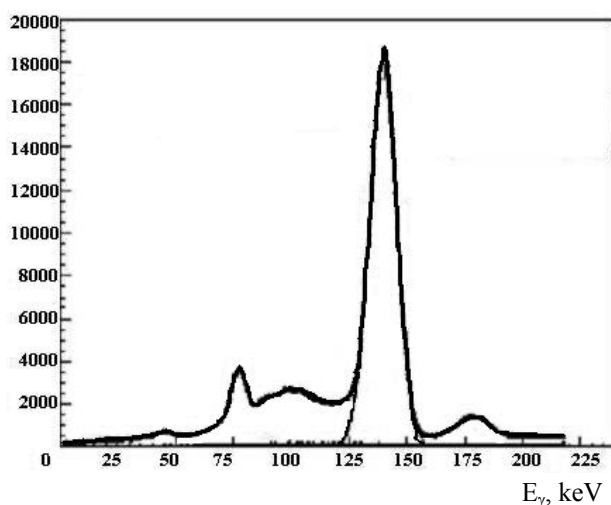


Рис.6. Энергетический спектр облученного материала через 39 часов после завершения облучения.

Для исследования периода полураспада облученного материала измерения спектра были проведены также через 26, 34, 49, 74, 84, 110 и 136 часов после завершения облучения. Зависимость интенсивности излучения от времени приведена на рис.7. Треугольниками обозначены экспериментальные значения, пунктиром – экспоненциальное описание поведения зависимости $I = 16.2 \times 10^6 \times e^{-t/130.68}$. При такой зависимости интенсивности излучения от времени период

полураспада составляет $T_{1/2} = 64.2$ часа. Этот результат хорошо согласуется с данными периода полураспада ^{99}Mo .

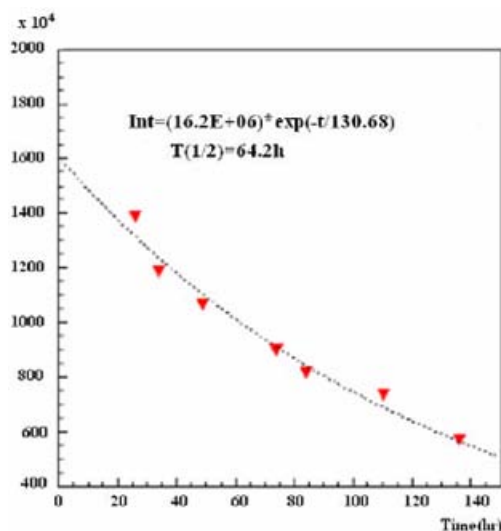


Рис.7. Зависимость интенсивности излучения облученного материала от времени.

Одним из важных параметров при наработке радиоактивных изотопов под пучком электронных ускорителей является наработанная активность, приведенная на единицу массы мишенного вещества, на единицу тока пучка и на время облучения – в единицах Бк/мг μA час. Приведенные в литературе данные экспериментов на различных ускорителях и при различных условиях облучения имеют очень широкий разброс – от 90 до 3200 Бк/мг μA час. Полученные в настоящем эксперименте результаты приводят к значению 3000 Бк/мг μA час, что находится на верхней границе диапазона мировых данных.

Облученный материал был подвергнут химической обработке с целью выделения конечного продукта – $^{99\text{m}}\text{Tc}$.

6. Заключение

Впервые на линейном ускорителе электронов ЛУЭ50 Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна проведен полномасштабный эксперимент, продемонстрировавший принципиальную возможность наработки изотопа $^{99\text{m}}\text{Tc}$ для медицинских целей. Разработана и изготовлена экспериментальная установка для исследования возможности развития технологии наработки медицинских изотопов на линейном ускорителе электронов.

В результате опытной наработки получен выход изотопа $^{99\text{m}}\text{Tc}$ с активностью 3000 Бк/мг μA час. Проводятся работы по созданию промышленного варианта установки для организации полномасштабного производства изотопов на основе разработанной технологии.

Работа выполнена при финансовой поддержке МНТЦ в рамках проектов А-1444 и А-1785р.

Авторы выражают искреннюю благодарность коллаборатору Томасу Руту (TRIUMF, Канада) за постоянное внимание и поддержку, всему коллективу ускорительного отдела ННЛА за предоставление пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.П.Зыков, Г.Е.Кодина.** Радиохимия, **41**, 193 (1994).
2. **P.Richards.** Report BNL №9601, Brookhaven National Laboratory, 1965.
3. **W.D.Tucker et al.** Atompraxis, **5**, 163 (1962).
4. **G.J.Beyer, E.Hermann, F.Molnar.** Radioch. & Radioanal. Letters, **12**, 259 (1972).
5. **A.M.Poskanzer, B.M.Foreman.** J. Inorgan. & Nucl. Chem., **16**, 323 (1961).
6. **А.С.Каралов и др.** Радиохимия, **19**, 4 (1977).
7. **С.Н.Дмитриев, Н.Г.Зайцева.** Физика элементарных частиц и атомного ядра, **27**, 977 (1996).
8. **M.C.Lagunas-Solar et al.** Trans. Amer. Nucl. Soc., **74**, 134 (1996).
9. **М.Г.Давыдов, С.А.Марескин.** Радиохимия, **5**, 91 (1993).
10. **N.P.Dikiy, A.N.Dovbnya, V.L.Uvarof.** Proc. of the Conference EPAC-98, 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998.
11. **R.H.Avagyan, A.E.Avetisyan.** 7th International Conference Nuclear and Radiation Physics, September 8-11, 2009, Almaty, Kazakhstan, <http://www.inp.kz/konferencii-1/arhiv/cbornik-dokladov-icnnp09>.
12. **Р.О.Авакян, А.Э.Аветисян, И.А.Керобян, С.П.Тароян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 380 (2009).

EXPERIMENTAL PLANT FOR INVESTIGATION OF THE POSSIBILITY OF PRODUCTION OF MEDICINE INTENDED ISOTOPES ON THE BASIS OF LINEAR ACCELERATOR

R.H. AVAGYAN, A.E. AVETISYAN, I.A. KEROBYAN, S.P. TAROYAN,
A.S. DANAGULYAN, R.M. MIRZOYAN, K.S. BUNYATOV, R.TS. SARGSYAN,
S.A. GALUMYAN, V.S. YEGANOV, A.A. OGANESYAN, H.S. VARTANYAN,
V.B. GAVALYAN, V.TS. NIKOGOSYAN, V.S. AYRAPETYAN, A.Z. BABAYAN,
A.A. MATOSYAN, S.V. JAMKOCHYAN, R.K. DALLAKYAN

A method of ^{99m}Tc production by irradiation of molybdenum using high-intensity bremsstrahlung photons from the electron beam of linear electron accelerator LUE50 of the A.I.Alikhanian National Science Laboratory (former Yerevan Physics Institute) is described. The experimental layout for ^{99m}Tc production technology development has been designed and constructed. An upgrade of the linear electron accelerator was carried out to increase the electron beam intensity and spatial density. A system of computer-based remote control of the accelerator and experimental layout has been built up. Preliminary experimental investigations of ^{99m}Tc production methods have been preformed and the qualitative and quantitative results of these studies are presented.

УДК 537.86

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЦЕПОЧКИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯДОВ, ВРАЩАЮЩИХСЯ ВОКРУГ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА

С.Р. АРЗУМАНЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 8 июля 2011 г.)

Исследовано спектральное распределение интенсивности излучения цепочки из $N > 1$ равноудаленных релятивистских заряженных частиц, равномерно вращающихся вокруг (слабо поглощающего излучение) диэлектрического шара, в его экваториальной плоскости. В случае вращения одного заряда излучение на ряде гармоник с номером $k \ll 1$ может быть в десятки раз интенсивнее по сравнению со случаем, когда заряженная частица равномерно вращается в бесконечной сплошной среде из того же вещества, что и шар при определенных значениях параметров задачи (частота вращения заряда, расстояние от шара и диэлектрическая проницаемость вещества шара). Результаты численных расчетов, свидетельствуют о том, что при замене одной заряженной частицы цепочкой из $N = mk$ зарядов ($m = 1; 2; 3 \dots$), вращающихся вокруг шара, излучение может быть дополнительно усилено в N^2 раз, за счет конструктивной интерференции волн, генерируемых отдельными зарядами цепочки. Возрастание излучаемой энергии обусловлено дополнительной работой внешнего источника энергии, вынуждающего заряды равномерно вращаться вокруг шара.

1. Введение

Наличие вещества может воздействовать на электромагнитные процессы решающим образом, порождая новые явления: переходное излучение, излучение Вавилова–Черенкова, излучение каналированных частиц и др. [1-10]. А наличие поверхностей раздела предоставляет возможность управлять потоками излучения, генерируемого релятивистскими частицами в среде.

В этом аспекте представляется перспективным исследование воздействия вещества и поверхностей раздела, например, на синхротронное излучение [11,12]. В связи с этим в [13-21] было исследовано излучение заряженной релятивистской частицы, вращающейся в сферически-симметричной слоистой среде. Выявлены нетривиальные особенности этого излучения, обусловленные воздействием вещества и наличием в среде пограничного слоя. Однако до сих пор оставался не исследованным важный для практических приложений вопрос об излучении группы или сгустка частиц.

Данная работа в определенной степени восполняет отмеченный пробел. В ней исследованы особенности излучения цепочки релятивистских зарядов,

вращающихся по единой траектории вокруг диэлектрического шара (слоистая среда с одним пограничным слоем).

2. Постановка задачи

Рассмотрим цепочку из N одинаковых заряженных релятивистских частиц, которые по единой траектории равномерно вращаются вокруг слабо поглощающего излучение диэлектрического шара, в его экваториальной плоскости (рис.1). Начало сферической системы координат r, θ, φ расположим в центре шара радиуса r_b и будем полагать, что вне шара ($r > r_b$) вакуум. Будем также полагать, что торможение частиц, вызванное излучением, компенсируется действием сторонней (например, электрической) силы, и поэтому расстояние между частицами не меняется со временем.

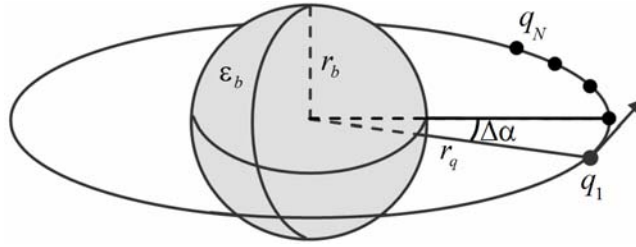


Рис.1. Цепочка равноудаленных заряженных частиц, вращающихся вокруг диэлектрического шара в его экваториальной плоскости.

Плотность электрического тока можно записать в виде

$$\mathbf{j}_N(\mathbf{r}, t) = (qv/r_q^2) \mathbf{e}_\varphi \delta(r - r_q) \delta(\theta - \pi/2) \sum_{j=1}^N \delta(\varphi - \omega_q t - \alpha_j), \quad (1)$$

где q и v – заряд и скорость частицы в цепочке, ω_q – циклическая частота ее вращения, r_q – радиус ее орбиты ($r_q > r_b$) и, наконец, α_j – угол (азимут), определяющий положение j -ой частицы в момент времени $t = 0$. Используя разложение

$$\delta(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\varphi}, \quad (2)$$

можно определить Фурье-образ плотности тока:

$$\mathbf{j}_N(\mathbf{r}; m) = \mathbf{j}_1(\mathbf{r}; m) \sum_{j=1}^N e^{-im\alpha_j}, \quad (3)$$

где

$$\mathbf{j}_1(\mathbf{r}, m) = (qv/2\pi r_q^2) \mathbf{e}_\varphi \delta(r - r_q) \delta(\theta - \pi/2) e^{im\varphi} \quad (4)$$

есть Фурье-образ плотности тока для случая, когда вокруг шара вращается одна заряженная частица с $\alpha = 0$.

Вращение цепочки заряженных частиц сопровождается излучением на дискретных частотах (гармониках)

$$\omega_k \equiv k\omega_q, \text{ где } k = 1; 2; 3 \dots \quad (5)$$

Из (3) следует, что интенсивность излучения (усредненная по периоду вращения частиц цепочки) должна определяться равенством

$$I_N(k) = I_1(k)F_N(k), \quad (6)$$

где $I_1(k)$ – интенсивность излучения, когда вокруг шара вращается одна частица [17], а

$$F_N(k) = \left| \sum_{j=1}^N e^{-ik\alpha_j} \right|^2 \quad (7)$$

есть структурный фактор цепочки, учитывающий наложение электромагнитных волн, генерируемых разными зарядами. Удобно ввести безразмерную величину

$$\frac{2\pi}{k\hbar\omega_q^2} I_N(k) = n_1(k)F_N(k) \equiv n_N(k), \text{ где } n_1(k) \equiv \frac{2\pi}{k\hbar\omega_q^2} I_1(k). \quad (8)$$

Она определяет число квантов электромагнитного поля $n_N(k)$, испускаемых на частоте ω_k за один период вращения зарядов.

Если заряды в цепочке равноудалены друг от друга, то структурный фактор определяется следующим выражением:

$$F_N(k) = \frac{\sin^2 Nk\Delta\alpha/2}{\sin^2 k\Delta\alpha/2}, \quad (9)$$

где $\Delta\alpha$ – угол между радиус-векторами соседних частиц (см. рис.1, длина цепочки не превосходит $2\pi r_q$, и поэтому $\Delta\alpha \leq 2\pi/N$). Из (9) следует, что на k -ой гармонике наложение волн, генерируемых зарядами цепочки, может сопровождаться как их подавлением:

$$F_N(k) = 0, \text{ если } \Delta\alpha = 2\pi m/kN, \quad m = 1; 2; 3 \dots \in Z, \quad m/N \notin Z, \quad (10)$$

так и многократным усилением:

$$F_N(k) = N^2, \text{ если } \Delta\alpha = 2\pi m/k, \quad m \in Z. \quad (11)$$

Далее мы ограничимся случаем

$$\Delta\alpha = 2\pi/N, \quad (12)$$

когда цепочка заряженных частиц равномерно распределена вдоль своей круговой траектории. Он интересен, например, тем, что состояние системы повторяется через промежуток времени T_q/N , где $T_q = 2\pi/\omega_q$ – период вращения частиц цепочки. По этой причине цепочка должна излучать только на частотах, кратных N/T_q :

$$\omega_m = \frac{m 2\pi N}{T_q} = mN\omega_q, \quad \text{где } m \in Z. \quad (13)$$

Сопоставляя (5) и (13), убеждаемся, что $k = mN$. На остальных гармониках должно быть

$$F_N(k) = 0, \quad k \neq mN. \quad (14)$$

Подставив (12) и $k \neq mN$ в (9), убеждаемся в том, что так оно и получается. Вместе с тем, подставив (12) в (9), убеждаемся, что

$$F_N(k) = N^2 \quad \text{при } k = mN. \quad (15)$$

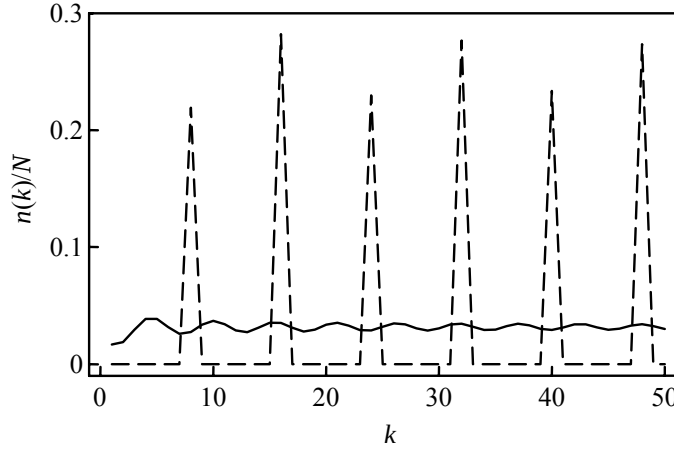


Рис.2. Число $n_N(k)/N$ квантов электромагнитного поля (в пересчете на один заряд), генерируемых цепочкой N электронов в течение одного периода вращения в бесконечной, сплошной и однородной непоглощающей излучение среде в зависимости от номера k излучаемой гармоники. $E_q = 2$ МэВ, $\varepsilon = 3.78$, так что $v > c/\sqrt{\varepsilon}$; $r_q = 3.6884$ см. Пунктирная кривая – цепочка из $N = 8$ электронов, равномерно распределенных вдоль орбиты вращения, сплошная кривая – случай $N = 1$. Значения $n_N(k)/N$ соединены отрезками прямых линий.

Рис.2 иллюстрирует вышесказанное. Пунктирная ломаная кривая соответствует излучению цепочки из восьми зарядов, вращающихся в бесконечной, сплошной и однородной непоглощающей излучение среде ($N = 8$), а сплошная кривая – одному электрону, вращающемуся в той же среде ($N = 1$). Для удобства анализа значения $n_N(k)/N$ для соседних k соединены отрезками прямых линий. Расчеты проводились по формулам (6), (8), (9). Для $I_1(k)$ (излучение одной частицы, вращающейся в сплошной, бесконечной и прозрачной среде) было использовано известное выражение, приведенное в [3,4]. Энергия заряда (электрон) и диэлектрическая проницаемость среды таковы: $E_q = 2$ МэВ и $\varepsilon = \varepsilon'_b = 3.78$ (плавленый кварц в диапазоне частот $\sim 10^{10}$ Гц), что удовлетворяет условию Черенкова $v > c/\sqrt{\varepsilon}$. И, наконец, радиус орбиты электронов равен

$r_q = 3.6884$ см. Из хода пунктирной кривой следует, что излучение (черенковское и синхротронное) формируется только на гармониках, кратных числу частиц в цепочке: $k = 8; 16; 24; 32 \dots$. На этих гармониках $n_N(k)/n_1(k) = N^2$, т.е. излучение цепочки частиц в N^2 раз интенсивнее излучения одной частицы (ср. пунктирную и сплошную кривые). Спектр излучения частицы в цепочке перераспределяется таким образом, что на гармониках с $k \neq mN$ излучение зануляется и за счет этого на гармониках с $k = mN$ усиливается в N^2 раз.

Перейдем к исследованию случая, когда цепочка зарядов вращается не в сплошной среде, а вокруг диэлектрического шара. Напомним, что в (6) $I_1(k)$ – интенсивность излучения одной частицы, вращающейся вокруг диэлектрического шара. Аналитические выражения, определяющие зависимость $I_1(k)$ от частоты вращения заряда ω_q , радиусов орбиты r_q и шара r_b , энергии заряда E_q и комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon_b = \epsilon'_b + i\epsilon''_b$ вещества шара приведены в [17].

3. Результаты численных расчетов

В [17] было исследовано излучение одного релятивистского заряда, равномерно вращающегося вокруг диэлектрического шара (случай $N = 1$). Воздействие шара на излучение заряда, вообще говоря, мало, а излучение мало отличается от синхротронного излучения. Однако дополнительно к синхротронному излучению заряд может внутри шара генерировать черенковское излучение. Его появление обусловлено тем обстоятельством, что поле, связанное с релятивистским зарядом частично проникает внутрь шара и вращается вместе с зарядом. При небольшом удалении заряда от поверхности шара ($r_q \approx r_b$) скорость перемещения его поля внутри шара может оказаться больше фазовой скорости света в веществе шара. В такой ситуации внутри шара должно генерироваться черенковское излучение с длиной волны $\lambda(k) \geq (r_q - r_b)$.

В [17] показано, что при слабом поглощении излучения веществом шара ($\epsilon''_b \ll \epsilon'_b$) на ряде гармоник с $k \gg 1$ заряд может генерировать $n_1(k) \geq 1$ квантов электромагнитного поля в течение одного оборота. Такое возможно только: а) при определенных значениях частоты вращения заряда вокруг шара; б) если удовлетворяется условие Черенкова $r_b v / r_q > c / \sqrt{\epsilon'_b}$ для скорости «изображения» заряда на поверхности шара и вещества шара; в) если внутри шара черенковское излучение проходит расстояние, во много раз превышающее его радиус r_b (до того как оно поглотится или покинет пределы шара).

В результате, электромагнитные колебания черенковского излучения, индуцируемые зарядом вдоль всей траектории, частично запираются внутри шара и налагаются друг на друга неdestructивным образом.

Так, согласно [17], электрон с энергией $E_q = 2$ МэВ, равномерно вращающийся на расстоянии ≈ 0.7 мм от поверхности шара радиуса $r_b = 3.62$ см ($r_q = 3.6884$ см), сделанного из плавленого кварца ($\epsilon_b = 3.78(1 + 0.0001i)$), генерирует на $k = 8$ -ой гармонике приблизительно один квант ($n_1(k) \approx 1.0$) электромагнитного поля с длиной волны $\lambda_1(k) \approx 3$ см в течение одного оборота.

Это значение более чем в 30 раз больше аналогичной величины $n_1(\infty; k) = 0.027$ для электрона, вращающегося в сплошной, бесконечной и непоглощающей среде, имеющей ту же диэлектрическую проницаемость ε , что и реальная часть ε_b для вещества шара ($\varepsilon = \varepsilon'_b$) (сплошная кривая на рис.2). Возрастание излучаемой энергии обусловлено дополнительной работой внешнего источника энергии, вынуждающего электрон равномерно вращаться вокруг шара.

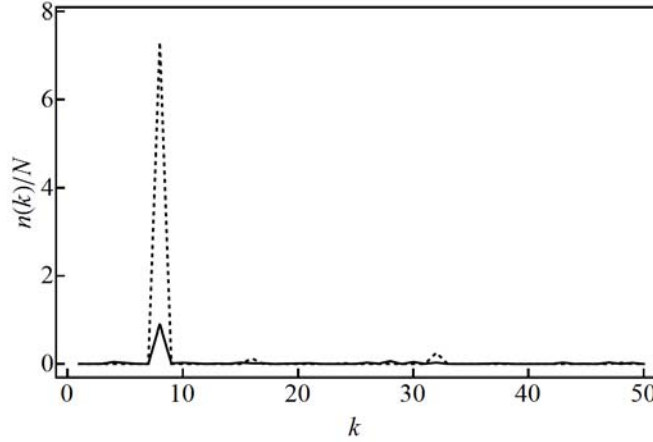


Рис.3. Та же величина, что и на рис.2, для цепочки N электронов, вращающихся вокруг слабо поглощающего излучение диэлектрического шара, в его экваториальной плоскости. $E_q = 2$ МэВ, $\varepsilon_b = 3.78(1 + 0.0001i)$ (плавный кварц); $r_q - r_b \approx 0.7$ мм, $r_b = 3.62$ см. Пунктирная кривая – цепочка из $N = 8$ электронов, равномерно распределенных вдоль орбиты вращения, сплошная кривая – случай $N = 1$. Значения $n_N(k)/N$ соединены отрезками прямых линий.

При замене одного заряда цепочкой из N зарядов, вращающихся вокруг шара, можно дополнительно многократно усилить излучение, за счет конструктивной интерференции волн, генерируемых разными зарядами (см. (6), (15)). Для иллюстрации на рис.3 приведены результаты численных расчетов $n_N(k)/N$ (число излучаемых квантов электромагнитного поля в пересчете на один заряд) в двух случаях. Сплошная ломаная кривая соответствует случаю одного электрона, вращающегося вокруг диэлектрического шара ($N = 1$), а пунктирная ломаная кривая – цепочке из восьми электронов, вращающихся вокруг того же шара ($N = 8$). Как и на рис.2, значения $n_N(k)/N$ для соседних целочисленных значений k соединены отрезками прямых линий. Расчеты проводились по формулам (6), (8), (9), (12). Аналитические выражения, определяющие $I_1(k)$, заимствованы из [17]. Используются вышеприведенные значения E_q , r_q , r_b и ε_b .

Сопоставляя нижнюю и верхнюю кривые, убеждаемся, что при переходе $N = 1 \rightarrow N = 8$ значение $n_N(k)/N$ увеличивается в 8 раз, во всяком случае на гармониках $k = 8; 16; 32$. Этот вывод хорошо согласуется с равенством (15) для $m = 1; 2$ и 4.

Итак, цепочка из $N = 8$ электронов, вращающихся вокруг диэлектрического шара на $k = 8$ -ой гармонике, генерирует в $n_N/n_1 = N^2 = 64$ раза больше квантов электромагнитного поля, чем одиночный электрон, вращающийся вокруг того же шара, и соответственно в $n_N/n_1(\infty) \geq 30N^2$ раза больше квантов, чем в случае вращения в бесконечной и сплошной среде. Явление обусловлено двумя процессами конструктивной интерференции электромагнитных колебаний. С одной стороны, это волны, генерируемые разными электронами цепочки (фактор N^2), а с другой – волны, генерируемые одним и тем же электроном с разных участков своей траектории (фактор ≥ 30).

4. Заключение

В данной работе исследовано спектральное распределение интенсивности излучения цепочки из $N > 1$ равноудаленных релятивистских заряженных частиц, равномерно вращающихся вокруг (слабо поглощающего излучение) диэлектрического шара, в его экваториальной плоскости. Ранее в [17] было исследовано излучение одного релятивистского заряда, равномерно вращающегося вокруг диэлектрического шара (случай $N = 1$). Воздействие шара, вообще говоря, мало и излучение мало отличается от синхротронного излучения. Тем не менее, дополнительно к синхротронному излучению заряженная частица может генерировать черенковское излучение внутри шара. В [17] показано, что при определенном выборе параметров задачи электромагнитные колебания черенковского излучения, индуцируемые зарядом вдоль всей траектории, частично запираются внутри шара и налагаются друг на друга неdestructивным образом. В результате оказывается, что на ряде гармоник с $k \geq 1$ заряд может генерировать $n_1(k) \geq 1$ квантов электромагнитного поля в течение одного оборота.

В данной работе показано, что при замене одного заряда цепочкой $N = mk$ зарядов ($m = 1; 2; 3 \dots$), вращающихся вокруг шара, можно дополнительно N^2 -кратно усилить излучение за счет конструктивной интерференции волн, генерируемых разными зарядами цепочки (см. (6), (15), а также рис.3 для случая $k = 8$, $m = 1$). Возрастание излучаемой энергии обусловлено дополнительной работой внешнего источника энергии, вынуждающего заряды равномерно вращаться вокруг шара.

Автор выражает благодарность академику НАН РА А.Р. Мкртчяну за поддержку, а также Л.Ш. Григоряну, А.А. Сааряну, Г.Ф. Хачатряну и А.С. Котанджяну за интерес к работе и ценные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Б.М.Болотовский.** УФН, **62**, 201 (1957); **75**, 295 (1961).
2. **Дж.Джелли.** Черенковское излучение и его применения. М., ИЛ, 1960.
3. **В.П.Зрелов.** Излучение Вавилова–Черенкова и его применения в физике высоких энергий. М., Атомиздат, 1968.
4. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
5. **Г.М.Гарибян, Ян Ши.** 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. **И.М.Франк.** Излучение Вавилова–Черенкова. Вопросы теории. М., Наука, 1988.
8. **М.Л.Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1969.
9. **В.А.Базылев, Н.К.Жеваго.** Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М., Наука, 1987.
10. **М.А.Кумахов.** Излучение каналированных частиц в кристаллах. М., Энергоатомиздат, 1986.
11. **А.А.Соколов, И.М.Тернов.** Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
12. **И.М.Тернов.** УФН, **165**, 429 (1995).
13. **С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 99 (1995).
14. **С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 106 (1995).
15. **Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян.** Изв. НАН Армении, Физика, **33**, 267 (1998); cond-mat/0001322, 2000.
16. **Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян.** Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 327 (2002).
17. **L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, S.R.Arzumanyan, M.L.Grigoryan.** Nucl. Instr. & Meth., **B 252**, 50 (2006).
18. **Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян, М.Л.Григорян.** Изв. НАН Армении, Физика, **41**, 163 (2006).
19. **S.R.Arzumanyan, L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, M.L.Grigoryan.** Nucl. Instr. & Meth., **B 266**, 3715 (2008).
20. **S.R.Arzumanyan, L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, M.L.Grigoryan.** J. Phys.: Conf. Ser., **236**, 012007 (2010).
21. **L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, S.R.Arzumanyan, M.L.Grigoryan.** 34th Intern. Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2009), Busan, South Korea, Sept. 21-25, 2009. Conference Guide, p.109.

FEATURES OF RADIATION FROM A CHAIN OF RELATIVISTIC CHARGED PARTICLES ROTATING ABOUT A DIELECTRIC BALL

S.R. ARZUMANYAN

The spectral distribution of the intensity of radiation from a chain of $N > 1$ equidistant relativistic charged particles uniformly rotating about a dielectric ball weakly absorbing radiation, in its equatorial plane is investigated. In the case of a single particle ($N = 1$) and of a special values of problem parameters (frequency of charge gyration, distance between the charge and the ball surface, dielectric permittivity of the ball material), the radiation at certain harmonics with $k \gg 1$ may be more intensive by tens of times than that for a charge uniformly rotating in a continuous and infinite medium (having the same dielectric permittivity as that for the ball material). Numerical results testify that if one replaces a single particle rotating about a ball by a chain of $N = mk$ charges ($m = 1; 2; 3 \dots$), then the radiation may be amplified by N^2 times due to the constructive interference of electromagnetic waves generated by different charges of chain. The increase in radiated energy is caused by an additional work of external forces sustaining the uniform rotation of charged particles about a dielectric ball.

УДК 535.343

КИНЕТИКА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ И $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ ПРИ СЕЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ В ПРИМЕСНОЙ ПОДСИСТЕМЕ

В.Г. БАБАДЖАНЫАН, Р.Б. КОСТАНЫАН, П.Г. МУЖИКЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 17 августа 2011 г.)

Приведены результаты исследований кинетических характеристик люминесцентных излучений кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ при оптическом возбуждении на длинах волн 532 нм и 1064 нм. Определены формы и времена возгорания и затухания люминесцентных сигналов на длинах волн 550, 980 и 1555 нм при селективных возбуждениях в примесной подсистеме исследуемых материалов. Сравнение временных характеристик люминесцентных откликов для кристаллов LiNbO_3 , легированных отдельно ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , с таковыми для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ позволило выявить вклады различных процессов передачи энергии оптического возбуждения, имеющих место в примесной подсистеме.

1. Введение

Лазерное излучение в диапазоне длин волн 1.5–1.6 мкм наиболее широко применяется в системах оптической связи, что обусловлено малыми потерями используемых стеклянных волоконно-оптических линий. Лазеры этого спектрального диапазона безопасны для зрения и удобны для устройств дистанционного зондирования атмосферы и дальнометрии [1-4].

Кристаллы LiNbO_3 (LN), легированные редкоземельными трехвалентными ионами, представляют интерес ввиду возможности совмещения в рамках одного элемента генератора основной волны, преобразователя частоты и электрооптического модулятора [5-8]. Кристаллы $\text{LN}:\text{Er}^{3+}$ широко используются в системах оптической связи как в качестве генератора несущей длины волны (вблизи 1.5 мкм), так и промежуточных усилителей мощности, расставленных вдоль оптоволоконной системы для восстановления потерь излучения [9,10]. С целью повышения эффективности оптического возбуждения для многих эрбий-содержащих материалов широко применяется сенсбилизация ионами Yb^{3+} . Последние обладают интенсивной полосой поглощения в диапазоне 940–980 нм, удобной для накачки коммерчески освоенными InGaAs диодными лазерами, а также каналом эффективной безызлучательной передачи энергии возбуждения (БПЭВ) рабочим ионам Er^{3+} . Основная электронная конфигурация этого иона ($4f^{13}$) допускает наличие только двух мультиплетов ($^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$), что исклю-

чает процессы перепоглощения излучения с возбужденного состояния $^2F_{5/2}$ [11-17].

Наличие в структуре LN возможности образования сложных оптических центров, состоящих из пар или троек примесных ионов с расстояниями между ними порядка нескольких ангстрем, приводит к специфическим особенностям в процессах формирования заселенностей энергетических уровней этих ионов уже при низких концентрациях легирования [18-21]. Богатая схема энергетических уровней иона Er^{3+} с многочисленными каналами резонансной и нерезонансной БПЭВ, а также существенное перекрытие полосы люминесценции с возбужденного уровня сенсibilизатора Yb^{3+} с полосой поглощения рабочего иона Er^{3+} , существенно усложняют анализ процессов заселения энергетических уровней, непосредственно влияющих на формирование инверсной населенности для получения лазерной генерации вблизи длин волн 1.5 и 3 мкм [22,23]. Это особенно сильно проявляется при оптическом возбуждении кристалла $\text{LN}:\text{Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ на длине волны 980 нм, так как при этом возбуждаются как ионы Yb^{3+} (на уровень $^2F_{5/2}$), так и ионы Er^{3+} (на уровень $^4I_{11/2}$) [12-17].

С целью раздельного изучения вкладов различных процессов БПЭВ в динамику формирования населенностей энергетических уровней примесных ионов, в настоящей работе проведены исследования кинетических характеристик люминесцентных откликов кристалла $\text{LN}:\text{Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ при селективных оптических возбуждениях короткими световыми импульсами на длинах волн, соответствующих полосам поглощения отдельных примесных ионов. Анализ энергетических уровней этих примесей в исследуемом материале [23-32] показывает, что для этого весьма удобны оптические возбуждения на длинах волн 532 и 1064 нм: первая из них может возбуждать только ионы Er^{3+} , а вторая – анти-стоксово возбудить лишь ионы Yb^{3+} в матрице LN.

2. Образцы и экспериментальная установка

Легированные монокристаллы LN выращивались вдоль его оптической оси (ось Z) методом Чохральского в платиновых тиглях на воздухе. Концентрации примесных ионов, вводимых в исходную шихту кристаллов в виде окислов Yb_2O_3 и Er_2O_3 , составляли 1 мол.% (Yb^{3+}) и 0.5 мол.% (Er^{3+}) для кристаллов LN, легированных отдельно примесными ионами, и 1.0 мол.% (Yb^{3+}) + 0.5 мол.% (Er^{3+}) для солегированных. Из выращенных монокристаллов были изготовлены ориентированные и оптически полированные пластины толщинами 0.9, 2.75 и 1 мм вдоль осей X,Y,Z кристаллов.

В качестве источников оптического возбуждения использовались излучения основной и второй гармоник импульсного $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ лазера с пассивной модуляцией добротности резонатора поглощающим кристаллом на основе $\text{YAG}:\text{Cr}^{4+}$. Для внрезонаторной генерации второй гармоники основного излучения использовался нелинейно-оптический кристалл КТР, установленный вблизи фокальной плоскости длиннофокусной (порядка 50 мм) линзы. Параметры возбуждающих импульсов на основной (второй) гармонике были сле-

дующие: длина волны – 1064 нм (532 нм), длительность импульса – порядка 20 нс (~20 нс), энергия в импульсе – до 0.05 Дж (до 0.01 Дж), частота повторения – порядка 1 Гц (~1 Гц). Селекция длины волны люминесценции исследуемых кристаллов на соответствующие оптические возбуждения осуществлялась дифракционным монохроматором МДР-3. В качестве детекторов люминесцентных сигналов использовались быстродействующие (постоянная времени ~10 нс) фотоэлектронные умножители (область длин волн 400–1000 нм) и германиевый фотодиод (область длин волн 1400–1800 нм). Сигналы с приемников поступали на двухлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS3032B, состыкованный с персональным компьютером. Для контроля интенсивности возбуждающего излучения и регулирования времени запуска на второй вход осциллографа подавался сигнал с кремниевого фотодиода, на который делительной пластиной направлялась небольшая часть оптического импульса возбуждения.

3. Результаты и обсуждение

На рис.1 приведены схемы энергетических уровней ионов Yb^{3+} и Er^{3+} в матрице LN, имеющих отношение к процессам, исследуемым в настоящей работе. Двойными линиями указаны процессы оптического возбуждения, одинарными прямыми – люминесцентные переходы, волнистыми – безызлучательные многофононные релаксации, а пунктирными – процессы БПЭВ ($C_{\text{Yb-Er}}$ и $C_{\text{Er-Yb}}$ – прямая и обратная передачи энергии между ионами Yb^{3+} и Er^{3+} по механизмам ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}[\text{Yb}^{3+}] : {}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}[\text{Er}^{3+}]$ и ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}[\text{Er}^{3+}] : {}^2F_{7/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}[\text{Yb}^{3+}]$) и кросс-релаксация ($K_{\text{кр-р}}$) ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}[\text{Yb}^{3+}] : {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}[\text{Er}^{3+}]$ имеющих место в примесной системе исследуемого материала при вышеуказанных длинах волн возбуждения.

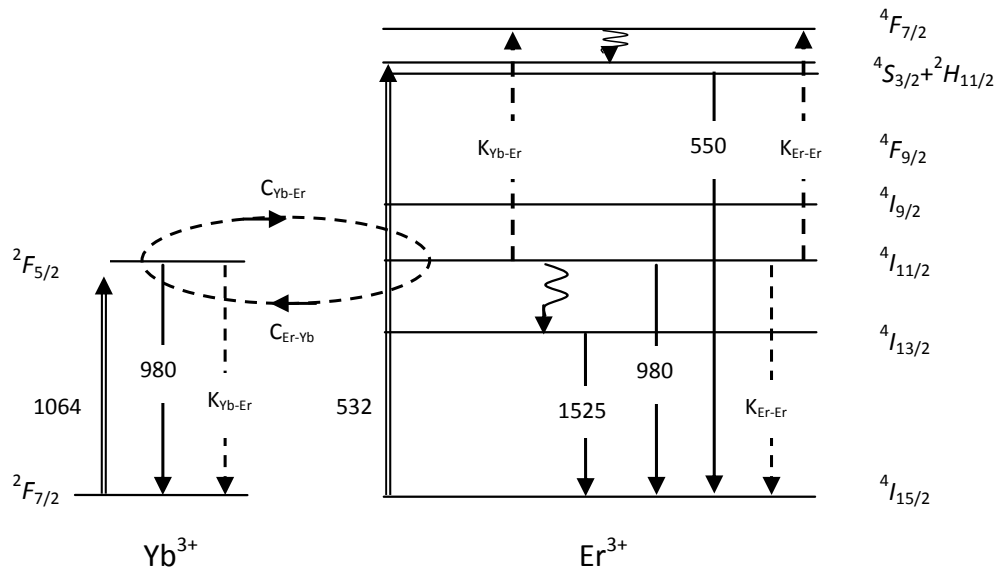


Рис.1. Схема энергетических уровней ионов Yb^{3+} и Er^{3+} в матрице LN.

Дополнительные исследования, проведенные нами на кристаллах LN, легированных отдельно ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , показали, что по крайней мере при применении умеренных плотностей мощности возбуждающих лазеров (до 5 кВт/мм^2 и 1 кВт/мм^2 на длинах волн 1064 и 532 нм, соответственно) условие селективности используемых длин волн для раздельного возбуждения примесных ионов остается в силе. С другой стороны, учитывая хорошие нелинейно-оптические свойства матрицы, при исследованиях с накачкой на длине волны 1064 нм выбирались такие поляризации лазерного излучения, геометрия возбуждения и ориентация исследуемых кристаллов, чтобы избежать паразитной генерации второй гармоники, которая может существенно искажать регистрируемые люминесцентные сигналы.

На рис.2 представлены люминесцентные отклики вблизи длины волны 550 нм кристаллов $\text{LN:Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ (а) и LN:Er^{3+} (б) при импульсном возбуждении на длинах волн 1064 и 532 нм, соответственно. За эту люминесценцию ответственен переход $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ между энергетическими уровнями ионов Er^{3+} в кристаллическом поле LN с точечной группой симметрии C_{3v} . Сплошные кривые соответствуют люминесцентным сигналам, а пунктирные – возбуждающим лазерным импульсам.

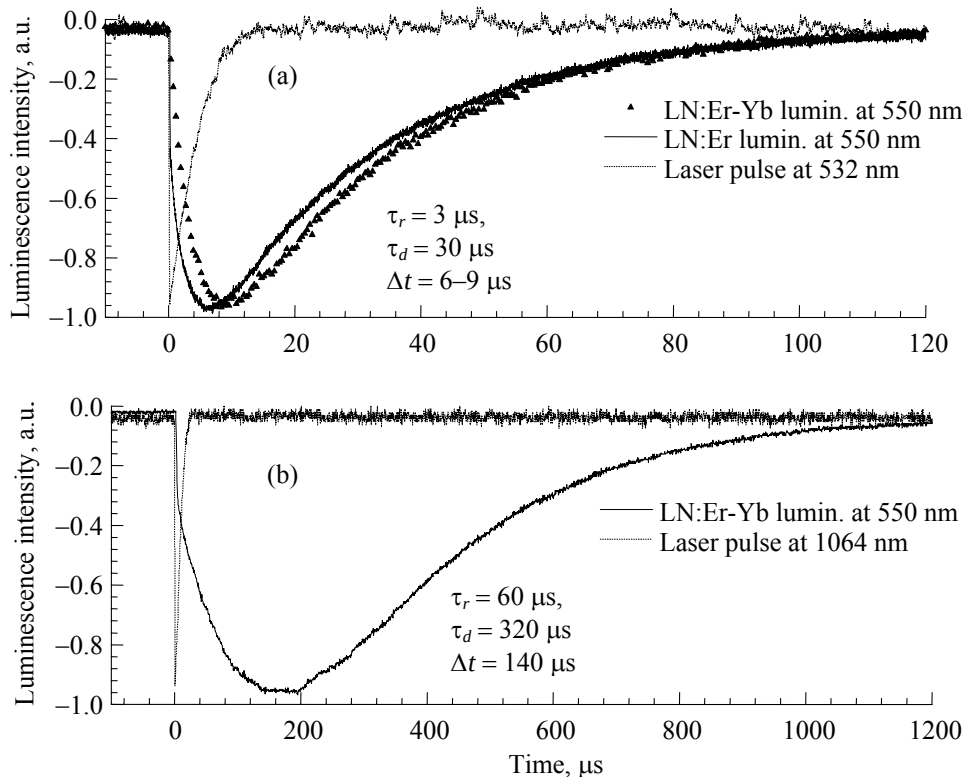


Рис.2. Люминесцентные отклики на длине волны 550 нм (сплошная кривая) кристаллов LN:Er^{3+} и $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ при импульсном возбуждении (пунктирные кривые) на длинах волн 532 нм (а) и 1064 нм (б).

Люминесцентные отклики на длине волны 980 нм кристаллов LN:Yb^{3+} - Er^{3+} , LN:Er^{3+} и LN:Yb^{3+} при импульсном возбуждении на длинах волн 1064 и 532 нм приведены на рис.3. Из схемы энергетических уровней этих примесей в матрице LN (см. рис.1) видно, что за излучение на этой длине волны могут быть ответственны как переход $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ между уровнями ионов Er^{3+} , так и переход $^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$ между уровнями ионов Yb^{3+} .

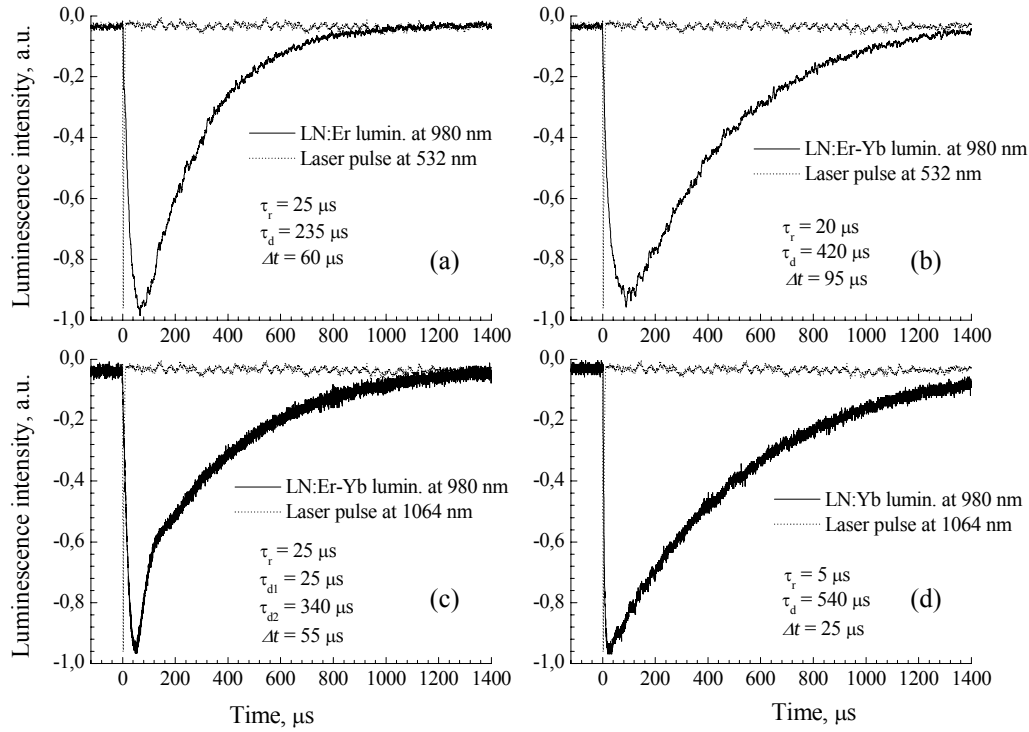


Рис.3. Люминесцентные отклики на длине волны 980 нм (сплошные кривые) кристаллов LN:Er^{3+} (a), LN:Yb^{3+} (d), и LN:Yb^{3+} - Er^{3+} (b,c) при импульсном возбуждении на длинах волн 532 и 1064 нм (пунктирные кривые).

На рис.4 показаны люминесцентные отклики исследуемых кристаллов на длине волны 1525 нм при импульсном возбуждении на длинах волн 532 и 1064 нм. Эти отклики обусловлены переходом $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ между энергетическими уровнями ионов Er^{3+} в матрице LN.

На этих рисунках символами τ_r , τ_d и Δt обозначены, соответственно, времена возгорания, затухания люминесценции и временные задержки пиков излучений относительно начала оптического возбуждения. Отметим, что процессы возгорания и затухания всех зарегистрированных откликов хорошо аппроксимируются одной экспоненциальной функцией и лишь затухание излучения на длине волны 980 нм кристалла LN:Yb^{3+} - Er^{3+} при возбуждении на 1064 нм описывается суммой двух экспоненциальных кривых (см. рис.3c).

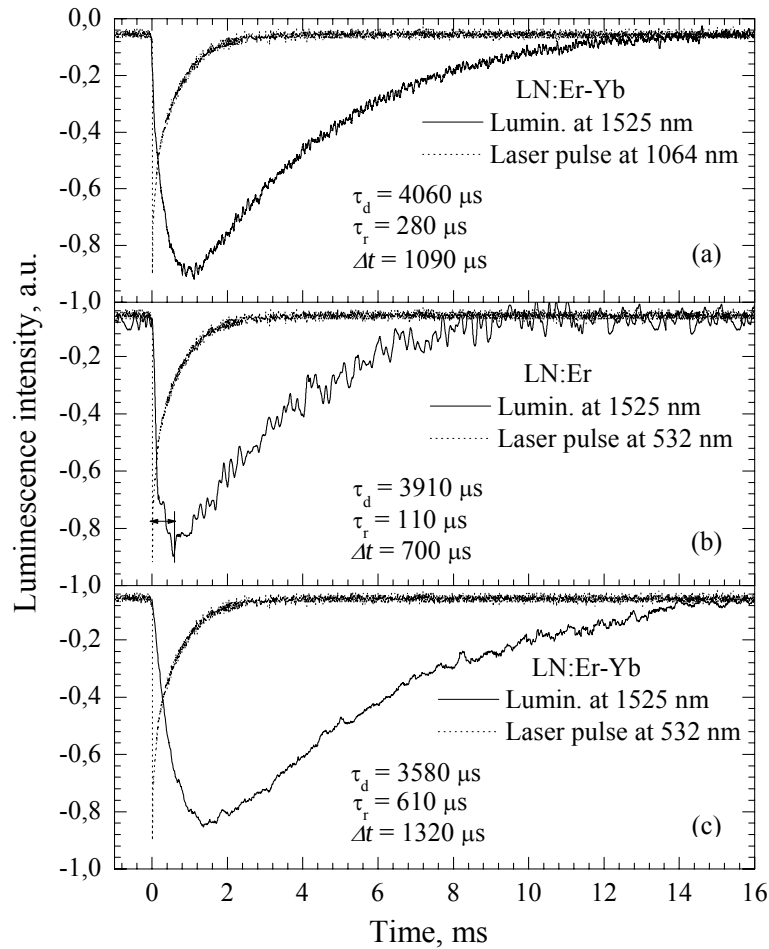


Рис.4. Люминесцентные отклики на длине волны 1525 нм (сплошные кривые) кристаллов LN:Er³⁺ (b) и LN:Yb³⁺-Er³⁺ (a, c) при импульсном возбуждении (пунктирные кривые) на длинах волн 532 и 1064 нм.

Приведенные на рис.2-4 люминесцентные сигналы на трех длинах волн выявляют очевидные различия в кинетических характеристиках и в динамике формирования заселенностей энергетических уровней $^4S_{3/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$ ионов Er³⁺ и $^2F_{5/2}$ ионов Yb³⁺ в этих кристаллах при оптическом возбуждении на длинах волн 532 и 1064 нм.

Так, например, при накачке на длине волны 1064 нм в кристалле LN:Yb³⁺-Er³⁺ люминесцентный сигнал с уровня $^4S_{3/2}$ ионов Er³⁺ вблизи длины волны 550 нм (см. рис.2) достигает максимума с определенной временной задержкой (≈ 140 мкс) после начала возбуждающего лазерного импульса, существенно замедленны процессы возгорания и затухания этого отклика относительно таковых при накачке того же материала на длине волны 532 нм (более чем в 10 раз). Такое поведение обусловлено тем, что при накачке на 1064 нм ап-конверсионное заселение уровня $^4S_{3/2}$ происходит в несколько (два или три)

этапов: сначала возбуждаются ионы Yb^{3+} на уровень $^2F_{5/2}$, с которого посредством прямой передачи энергии $C_{\text{Yb-Er}}$ возбуждение передается на уровень $^4I_{11/2}$ ионов Er^{3+} . Далее возможны два кросс-релаксационных канала доставки возбуждения на уровень $^4S_{3/2}$: по механизму $K_{\text{Yb-Er}}$ ($^2F_{5/2} \rightarrow ^4F_{7/2}[\text{Yb}^{3+}] : ^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2}[\text{Er}^{3+}]$), имеющего место между возбужденными ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , и по механизму $K_{\text{Er-Er}}$ ($^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2}[\text{Er}^{3+}] : ^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}[\text{Er}^{3+}]$) – между двумя возбужденными ионами Er^{3+} (см. рис.1). Кинетические характеристики люминесцентных сигналов на 550 нм одинаковы для кристаллов LN:Er^{3+} и $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ при оптической накачке на длине волны 532 нм, так как при этом ионы Yb^{3+} не возбуждаются.

Анализ кинетических характеристик люминесцентных откликов кристаллов LN:Yb^{3+} , $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ и LN:Er^{3+} на длине волны 980 нм при двух используемых в работе оптических накачках (рис.3) показывает, что в матрице $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ имеет место как эффект пленения возбуждения на уровне $^4I_{11/2}$ ионов Er^{3+} (увеличение затухания люминесценции с этого уровня с 235 мкс в кристалле LN:Er^{3+} до 340–420 мкс в кристалле $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$), так и эффективная дезактивация состояния $^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+} (сокращение времени затухания люминесценции с этого уровня с 570 мкс в кристалле LN:Yb^{3+} до 340 мкс в $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$).

Приведенные на рис.4 люминесцентные отклики кристаллов $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ и LN:Er^{3+} на длине волны 1525 нм при оптических накачках на длинах волн 532 и 1064 нм также выявляют сильное влияние процессов БПЭВ на динамику заселения уровня $^4I_{13/2}$ ионов Er^{3+} в исследованных материалах. Так, например, существенно удлиняются как временная задержка между началом оптического возбуждения и пиком люминесценции (от ~700 мкс для кристалла LN:Er^{3+} до ~1100÷1300 мкс для $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$), так и времена возгорания этой люминесценции (от ~110 мкс для кристалла LN:Er^{3+} до ~300–600 мкс для $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$). В то же время, времена затухания люминесценции на длине волны 1525 нм при накачках на 532 и 1064 нм почти неизменно (от 3600 до 4000 мс) для всех исследованных в работе кристаллов.

4. Заключение

Приведенные результаты кинетических исследований кристаллов $\text{LN:Yb}^{3+}\text{-Er}^{3+}$, LN:Er^{3+} и LN:Yb^{3+} при оптических возбуждениях в полосах поглощения отдельных ионов свидетельствуют о существенной роли процессов БПЭВ, имеющих место в примесной подсистеме этих материалов. Это влияние сказывается как на кинетических характеристиках люминесцентных откликов, так и на динамике заселения различных энергетических уровней примесных ионов. Отметим, что описываемые в настоящей работе ап-конверсионные и кросс-релаксационные процессы, очевидно влияющие на динамику формирования населенностей энергетических уровней примесных ионов в исследованных кристаллах, могут быть обусловлены взаимодействиями внутри оптических центров, состоящих из двух и более близкорасположенных ионов. О наличии

многочастичных оптических центров, обусловленных структурными особенностями легированных кристаллов LN, свидетельствуют многочисленные работы [19-21, 25, 27-32].

Работа выполнена при частичной поддержке грантом PS OPT-2565 Армянского Национального фонда по науке и образованию (ANSEF), базирующегося в Нью-Йорке (США).

ЛИТЕРАТУРА

1. Spectroscopic properties of rare-earths in optical materials. **G.Liu** (ed.). Berlin, Springer, 2005.
2. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. Под ред. **А.А.Каминского**. М., Наука, 1986.
3. **А.А.Каминский, Б.М.Антипенко**. Многоуровневые функциональные схемы кристаллических лазеров. М., Наука, 1989.
4. Advances in spectroscopy for lasers and sensing. **B.Di Bartolo and O.Forte** (eds.). The Netherlands, Springer, 2006.
5. **Ю.С.Кузьминов**. Ниобат и танталат лития. Материалы для нелинейной оптики. М., Наука, 1975.
6. **T.Y.Fan, A.Cordova-Plaza, M.J.F.Digonnet, et al.** JOSA-B, **1**, 140 (1986).
7. **E.Montoya, J.A.Sanz-Garcia, J.Capmany, et al.** J. Appl. Phys., **87**, 4056 (2000).
8. **A.Brenier**. J. Lumin., **91**, 121 (2000).
9. **W.Sohler, B.K. Das, D.Dey, et al.** IEICE Trans. Electron., **88-C**, 990 (2005).
10. **L.Arizmendi**. Phys. stat. sol. (a), **201**, 253 (2004).
11. **Л.О.Бышевская-Конопко, И.Л.Воробьев, Л.Л.Изынцев и др.** Квант. электроника, **34**, 809 (2004).
12. **E.Cantelar, F.Cusso**. J. Lumin., **102-103**, 525 (2003).
13. **E.Cantelar, F.Cusso**. Appl. Phys. B, **69**, 29 (1999).
14. **E.Cantelar, R.Nevado, G.Martmin et al.** J. Lumin., **87-89**, 1096 (2000).
15. **C.Huang, L.McCaughan**. IEEE Photon. Techn. Lett., **9**, 599 (1997).
16. **V.A.Fedorov, Yu.N.Korkishko, J.A.Sanz-Garcia, et al.** Appl. Phys. B, **73**, 449 (2001).
17. **E.Cantelar, J.Munos, J.Sanz-Garcia, et al.** J. Phys.:Condens. Matter., **10**, 8893 (1998).
18. **O.F.Schirmer, O.Theimann, M.Wohlecke**. J. Phys. Chem. Sol., **52**, 185 (1991).
19. **T.Bodziony, S.M.Kaczmarek**. Phys. stat. sol. (b), **245**, 998 (2008).
20. **E.Montoya, L.E.Bausa, B.Schaudel, P. Goldner**. J. Chem. Phys., **114**, 3200 (2001).
21. **V.G.Babajanyan, G.G.Demirkhanyan, J.B.Gruber, et al.** Laser Physics, **15**, 1550 (2005).
22. Лазер на кристаллах иттрий-эрбий-алюминиевого граната. **Т.М. Мурина** (ред.). Труды ИОФАН, т.19, М., Наука, 1989.
23. **V.T.Gabrielyan, A.A.Kaminskii, L.Li**. Phys. Stat. Sol. (a), **3**, K37 (1970).
24. **В.Бабаджаниян, Р. Костанян, Т. Санамян и др.** Изв. АН Арм.ССР, **25**, 356 (1991).
25. **V.G.Babadjanian, G.G.Demirkhanyan, E.P.Kokanyan, R.B.Kostanyan**. Laser Phys., **7**, 1238 (1997).
26. **J.B.Gruber, D.K.Sardar, R.M.Yow, et al.** Phys. Rev. B, **69**, 195103 (2004).
27. **G.Dominiak-Dzik, S.Gobal, I.Pracka, W.Ryba-Romanowski**. Appl. Phys. A, **58**, 551 (1994).
28. **L.Nunez, G.Lifante, F.Cusso**. Appl. Phys. B, **62**, 485 (1996).
29. **J.Amin, B.Dussardier, T.Schweizer, M.Hempstead**. J. Lumin., **69**, 17 (1996).
30. **O.Witte, H.Stolz, W.von der Osten**. J. Phys. D: Appl. Phys., **29**, 561 (1996).
31. **L.Nunez, G.Lifante, F.Cusso**. Appl. Phys. B, **62**, 485 (1996).
32. **E.Montoya, A.Lorenzo, L.E.Bausa**. J. Phys.: Cond. Matter, **11**, 311 (1999).

LiNbO₃:Yb³⁺-Er³⁺, LiNbO₃:Er³⁺ ԵՎ LiNbO₃:Yb³⁺ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ
ԼՅՈՒՄԻՆԵՍԵՆՏՄԱՆ ԿԻՆԵՏԻԿԱՆ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ
ԵՆԹԱՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԸՆՏՐՈՎԻ ԳՐԳՌՈՒՄՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ.Գ. ԲԱԲԱՋԱՆՅԱՆ, Ռ.Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Պ.Հ. ՄՈՒԺԻԿՅԱՆ

Բերված են LiNbO₃:Yb³⁺-Er³⁺, LiNbO₃:Er³⁺ և LiNbO₃:Yb³⁺ բյուրեղների լյումինեսցենսային ճառագայթման կինետիկ բնութագրերի հետազոտությունների արդյունքները 532 նմ և 1064 նմ ալիքների երկարություններով օպտիկական գրգռումների դեպքում: Ուսումնասիրված են 550 նմ, 980 նմ և 1555 նմ ալիքների երկարություններով լյումինեսցենսային ազդանշանների տեսքերը, այդ ազդանշանների աճի և մարման ժամանակները ընտրովի գրգռումների դեպքում հետազոտվող նյութի խառնուկային ենթահամակարգում: Er³⁺ և Yb³⁺ իոններով առանձին լեզվրված LiNbO₃ բյուրեղների լյումինեսցենսային արձագանքների ժամանակային բնութագրերի համեմատությունը LiNbO₃:Yb³⁺-Er³⁺ բյուրեղի բնութագրերի հետ թույլ է տալիս բացահայտել օպտիկական գրգռման էներգիայի փոխանցման տարբեր պրոցեսների ներդրումները:

LUMINESCENCE KINETICS OF LiNbO₃:Yb³⁺-Er³⁺, LiNbO₃:Er³⁺ AND LiNbO₃:Yb³⁺
CRYSTALS UNDER SELECTIVE EXCITATIONS IN THE IMPURITY SUBSYSTEM

V.G. BABAJANYAN, R.B. KOSTANYAN, P.H. MUZHIKYAN

The results of investigations of luminescent radiations' kinetic characteristics for LiNbO₃:Yb³⁺-Er³⁺, LiNbO₃:Er³⁺ and LiNbO₃:Yb³⁺ crystals under optical excitations at 532 nm and 1064 nm wavelengths are presented. The forms of luminescent signals at 550 nm, 980 nm and 1555 nm wavelengths under selective excitations in the impurity subsystem of the investigated materials are determined. Comparison of the temporal characteristics of luminescent response for LiNbO₃ crystals separately doped with Yb³⁺ and Er³⁺ ions with those for the LiNbO₃:Yb³⁺-Er³⁺ crystal allows identifying the contributions of different energy transfer processes of optical excitation taking place in the impurity system of the material.

УДК 535.4

ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ В ЗАДАЧАХ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ОПТИКИ

А.Л. АСЛАНЯН, Л.С. АСЛАНЯН, С.К. НАЗАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 13 июня 2011 г.)

В рамках оптико-механической аналогии рассмотрена задача распространения поляризованного света (как линейного, так и циркулярного) в среде с неоднородностью диэлектрической проницаемости и гиротропии. Анализ проведен как с помощью системы связанных уравнений, так и на сфере Пуанкаре.

1. Введение

При взаимодействии света и вещества параметры света претерпевают изменения, (т.е. модулируются параметрами среды). Именно поэтому световая волна после взаимодействия содержит значительную информацию о самой среде. С другой стороны, управление самими параметрами среды служит основой управления состоянием поляризации света путем наведения той или иной неоднородности с помощью внешнего воздействия и создания управляемых компенсаторов. Поэтому исследование особенностей распространения плоской монохроматической волны в средах с пространственной неоднородностью (в частности, с анизотропией и гиротропией) представляет большой интерес в различных областях физики. Однако аналитическое решение волнового уравнения в таких средах связано с определенными трудностями даже при учете медленности изменения параметров среды и возможности применения приближенных методов. И здесь на помощь приходит аналогия между механикой и оптикой, которая сыграла значительную роль в становлении современных представлений физики [1]. Примером могут служить резонансные явления в двух-трехуровневых системах [2]. К их числу относятся также задачи, связанные с распространением поляризованной волны в средах с пространственной неоднородностью анизотропии и гиротропии. Они математически описываются такими же уравнениями, какими описывается поведение двухуровневой системы в нестационарных полях [2,3]. В этой аналогии собственные поляризации среды выступают в роли двух энергетических уровней, а матрица диэлектрической проницаемости – в роли оператора Гамильтона. Соответственно, система уравнений, описывающих распространение поляризованного света в среде, превращается в аналог уравнения Шредингера [4]. Следующим шагом данной аналогии является введение понятия квазиспина поляризации. В основе этого шага – формальное совпаде-

ние уравнения эволюции вектора-столбца (псевдоспина или вектора Стокса) световой волны, распространяющейся в оптически анизотропной среде, с уравнениями Блоха для спина в магнитном поле [2,5]. Такая аналогия рассматривалась достаточно давно. Как отмечалась еще в работе [6], применение метода псевдоспина (или вектор-параметрического метода) позволяет не только существенно упрощать решение широкого круга задач, но и решать задачи, практически недоступные для других методов. Описанная аналогия позволяет использовать хорошо развитые методы из теории взаимодействия квазирезонансного излучения с двухуровневым атомом. Сказанное подтверждается опубликованными недавно работами. В частности, в [7-9] исследовано адиабатическое вращение и ахроматическое преобразование поляризации света в неоднородно анизотропных средах. Рассмотрение проведено на основе аналогии уравнений, описывающих пространственную динамику поляризации света в неоднородной анизотропной среде, и уравнения Шредингера, описывающего когерентное лазерное возбуждение трехуровневого атома (так называемые Λ -системы). Рассмотрены также широкополосные преобразователи поляризации в средах с неоднородным линейным и циркулярным дихроизмом. Добавим только, что частный случай такого адиабатического следования поляризации за плавными изменениями параметров среды и возможность практически не зависящего от длины волны преобразования циркулярно поляризованного света в линейно поляризованный рассмотрены в [10] путем численного анализа волнового уравнения. В [11] с помощью аналогии между уравнениями когерентно возбужденного двухуровневого атома и уравнений для поляризационных параметров Стокса (аналог уравнений Блоха) найдено точное аналитическое решение для двух различных моделей неоднородной анизотропной среды. Это хорошо известные модели Ландау–Зенера и Демкова–Кунике.

В настоящей работе в рамках оптико-механической аналогии нами рассмотрена задача распространения линейно поляризованного света в среде с неоднородной диэлектрической проницаемостью и гиротропией.

2. Теория

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально на оптически одноосную среду, главные оси которой ориентированы вдоль осей выбранной лабораторной системы координат. Допустим также, что среда обладает оптической активностью. Неоднородность анизотропии может быть обусловлена присутствием внешнего воздействия, а неоднородность оптической активности, к примеру, пространственной неоднородностью концентрации хиральных молекул. Представим диэлектрическую проницаемость такой среды в следующем виде:

$$\hat{\varepsilon}(z) = \hat{\varepsilon}_0(z) + i\hat{g}(z). \quad (1)$$

Здесь $\hat{\varepsilon}_0(z)$ – тензор, характеризующий неоднородное двулучепреломление, а $\hat{g}(z)$ – гиротропию. Заметим, что в данной работе мы пренебрегаем поглоще-

нием, а магнитную проницаемость считаем равной единице. Тогда для двумерного вектора Джонса $\mathbf{E} = (E_x, E_y)^T$, описывающего состояние поляризации световой волны, нетрудно получить следующее уравнение [12]:

$$\frac{d^2}{d\xi^2} \mathbf{E}(\xi) + \hat{\epsilon} \mathbf{E}(\xi) = 0, \quad (2)$$

где $\hat{\epsilon}$ – двумерный тензор диэлектрической проницаемости, а $\xi = (\omega/c)z$ – безразмерная координата вдоль распространения света. Если пространственная неоднородность среды слабая, то амплитуда плоской монохроматической волны изменится на малую величину при прохождении волной расстояния порядка длины волны, т.е. амплитуда волны будет медленно меняющейся функцией координаты ξ . С учетом сказанного решение (2) представим в следующем виде [12,13]:

$$\mathbf{E}(\xi) = \mathbf{E}_0(\xi) \exp\{i\Phi(\xi)\}, \quad (3)$$

что позволяет разделить в волне быстрые осцилляции поля, относительно медленные изменения параметров среды и связанные с ними параметры волны. В (3) $\mathbf{E}_0(\xi)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда, а фазовый множитель

$$\Phi(\xi) = \int n(\xi) d\xi, \quad (4)$$

где $n(\xi) = \sqrt{(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy})/2}$. Подставив искомый вид решения (3) в уравнение (2) и учитывая медленность изменения $\mathbf{E}_0(\xi)$ (то есть пренебрегая малой величиной $E_0''(\xi)$) получим следующее векторное уравнение:

$$2in(\xi)\mathbf{E}_0'(\xi) + in'(\xi)\mathbf{E}_0(\xi) + \hat{\epsilon}(\xi)\mathbf{E}_0(\xi) - n^2(\xi)\hat{I}\mathbf{E}_0(\xi) = 0,$$

где $\hat{I}$ – единичная матрица, а штрих означает дифференцирование по безразмерной координате ξ . Учитывая очевидное соотношение

$$2n(\xi)\mathbf{E}_0'(\xi) + \mathbf{E}_0 n'(\xi) = 2\sqrt{n(\xi)} \left\{ \sqrt{n(\xi)} \mathbf{E}_0(\xi) \right\}',$$

окончательно получаем связанную систему уравнений, аналогичную системе уравнений Шредингера для двухуровневого атома в нестационарных полях:

$$(d/d\xi)\mathbf{J}(\xi) = i\hat{H}(\xi)\mathbf{J}(\xi). \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{J} = \sqrt{n(\xi)}\mathbf{E}_0(\xi)$, а $\hat{H}(\xi) = \{\hat{\epsilon}(\xi) - n^2(\xi)\hat{I}\}/2n(\xi)$. Таким образом, задача свелась к решению системы связанных уравнений (5) относительно двухкомпонентного вектора $\mathbf{J}(\xi)$. Несмотря на обилие интегрируемых моделей неоднородности среды в геометрической оптике, а также нестационарности в двухуровневых задачах в квантовой механике, исследованию пространственной динамики состояния поляризации света в среде с пространственным чирпом уделялось мало внимания. Для последующего анализа конкретизируем вид диэлектрической проницаемости рассматриваемой среды. Представим ее в виде

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 + \delta\varepsilon(\xi) & ig(\xi) \\ -ig(\xi) & \varepsilon_0 - \delta\varepsilon(\xi) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\varepsilon_0 = (\varepsilon_{\square} + \varepsilon_{\perp})/2; \quad \delta\varepsilon(\xi) = (\varepsilon_a + \Delta\varepsilon(\xi))/2; \quad \varepsilon_a = \varepsilon_{\square} - \varepsilon_{\perp}.$$

Здесь $\Delta\varepsilon(\xi)$ – неоднородная анизотропия, наведенная внешним воздействием. Соответственно, $g(\xi)$ – наведенная неоднородная гиротропия. При произвольной функциональной зависимости (6) система уравнений (5) не имеет аналитического решения. Для выявления особенностей поведения пространственной динамики состояния поляризации света проведем аналитическое решение системы (5) в случае, когда $\varepsilon_a = 0$, а пространственная зависимость наведенной неоднородности одинакова как для $\delta\varepsilon(\xi)$, так и для $g(\xi)$:

$$\delta\varepsilon(\xi) = \alpha_0 f(\xi); \quad g(\xi) = g_0 f(\xi).$$

В случае такой зависимости наведенной неоднородности система связанных уравнений путем простой замены переменной $\tau = (2n_0)^{-1} \int f(\xi) d\xi$ сводится к системе уравнений с постоянными коэффициентами:

$$\begin{cases} (d/d\tau)J_x(\tau) = i\alpha_0 J_x(\tau) - g_0 J_y(\tau), \\ (d/d\tau)J_y(\tau) = g_0 J_x(\tau) - i\alpha_0 J_y(\tau). \end{cases}$$

Исключение $J_y(\tau)$ из этой системы приводит ее к уравнению осцилляторного типа, решение которого представляется в следующем виде:

$$J_x(\xi) = A \cos \left\{ \frac{\Omega_0}{2n_0} \int_0^\xi f(\xi) d\xi \right\} + B \sin \left\{ \frac{\Omega_0}{2n_0} \int_0^\xi f(\xi) d\xi \right\}, \quad (7a)$$

$$J_y(\xi) = \left(i \frac{\alpha_0 A}{g_0} - \frac{\Omega_0 B}{g_0} \right) \cos \left\{ \frac{\Omega_0}{2n_0} \int_0^\xi f(\xi) d\xi \right\} + \left(i \frac{\alpha_0 A}{g_0} + \frac{\Omega_0 B}{g_0} \right) \sin \left\{ \frac{\Omega_0}{2n_0} \int_0^\xi f(\xi) d\xi \right\}. \quad (7b)$$

Здесь $\Omega_0 = \sqrt{\alpha_0^2 + g_0^2}$. Неизвестные константы в (7a,б) определяются из граничных условий. В случае линейно поляризованной вдоль оси x ($J_x(0) = 1$, $J_y(0) = 0$) падающей волны легко находим $A = 1$, $B = i\alpha_0/\Omega_0$ и, соответственно,

$$E_x(\xi) = \left(\cos \left\{ \frac{\Omega_0}{2n_0} \int_0^\xi f(\xi) d\xi \right\} + \frac{\alpha_0}{\Omega_0} \sin \left\{ \frac{\Omega_0}{2n_0} \int_0^\xi f(\xi) d\xi \right\} \right) \exp \{ i\Phi(\xi) \}, \quad (8a)$$

$$E_y(\xi) = \frac{g_0}{\Omega_0} \sin \left\{ \frac{\Omega_0}{2n_0} \int_0^\xi f(\xi) d\xi \right\} \exp \{ i\Phi(\xi) \}, \quad (8b)$$

Заметим также, что $|E_x(\xi)|^2 + |E_y(\xi)|^2 = 1$. Таким образом, выражения (7) и (8) полностью решают поставленную задачу и характеризуют пространственную динамику состояния поляризации света в среде с наведенной неоднородной

анизотропией и гиротропией.

3. Обсуждение результатов

Проанализируем некоторые частные случаи. Когда в среде присутствует только наведенная неоднородная анизотропия, пространственная динамика состояния поляризации отсутствует, т.е. линейно поляризованная вдоль оси x волна не меняет свою поляризацию. В случае, когда присутствует только наведенная неоднородная гиротропия, наблюдается чистое вращение плоскости поляризации, с той лишь разницей, что из-за неоднородности пространственная частота вращения увеличивается [14,15]. На рис.1 графически представлены зависимости $|E_y(\xi)|^2$ при постоянном α_0 для трех разных значений наведенной гиротропии, а на рис.2 – при постоянном g_0 для трех разных значений наведенной анизотропии.

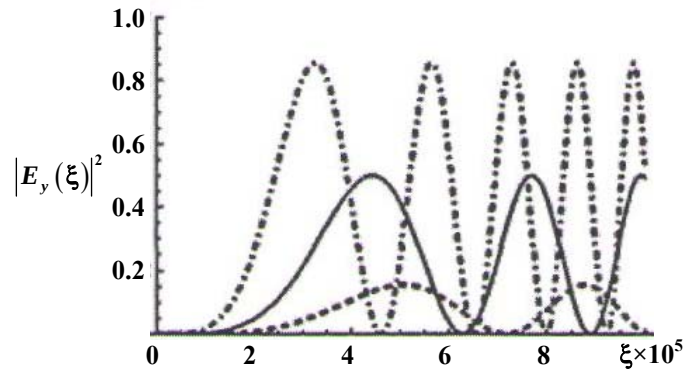


Рис.1. Результаты численного моделирования выражения (8б). Значения параметров следующие: $\varepsilon_0 = 2.415$; $\alpha_0 = 3.5 \times 10^{-11}$ (из работы [5]). Штриховая кривая – $g_0 = 1.5 \times 10^{-11}$, сплошная кривая – $g_0 = 3.5 \times 10^{-11}$, пунктирная кривая $g_0 = 8.5 \times 10^{-11}$.

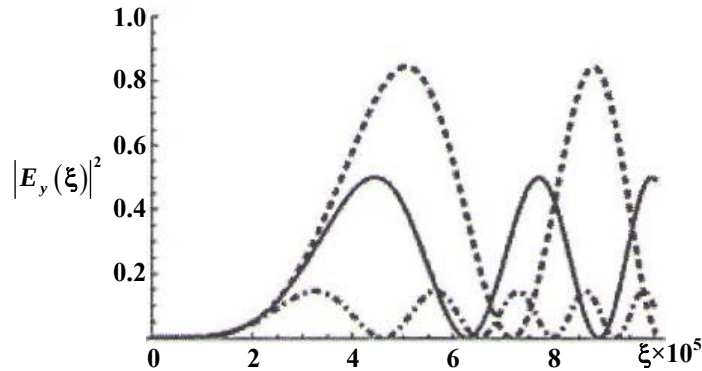


Рис.2. Результаты численного моделирования выражения (8б). Значения параметров следующие: $\varepsilon_0 = 2.415$; $g_0 = 3.5 \times 10^{-11}$ (из работы [5]). Пунктирная кривая – $\alpha_0 = 1.5 \times 10^{-11}$, сплошная кривая – $\alpha_0 = 3.5 \times 10^{-11}$, штриховая кривая $\alpha_0 = 8.5 \times 10^{-11}$.

Сравнение этих рисунков показывает, что в зависимости от того, какой параметр является варьируемым, характер изменения $|E_y(\xi)|^2$ существенно меняется. А именно, и в первом, и во втором случаях частота пространственных осцилляций увеличивается, однако поведение амплитуды отличается. Если при фиксированном α_0 амплитуда осцилляции увеличивается при увеличении g_0 , то во втором случае наблюдается обратная зависимость. В случае, когда волна на входе поляризована циркулярно, $A=1/\sqrt{2}$, $B=i(\alpha_0 - g_0)/\sqrt{2}\Omega_0$. Нетрудно построить график соответствующей пространственной зависимости. Она представлена на рис.3.

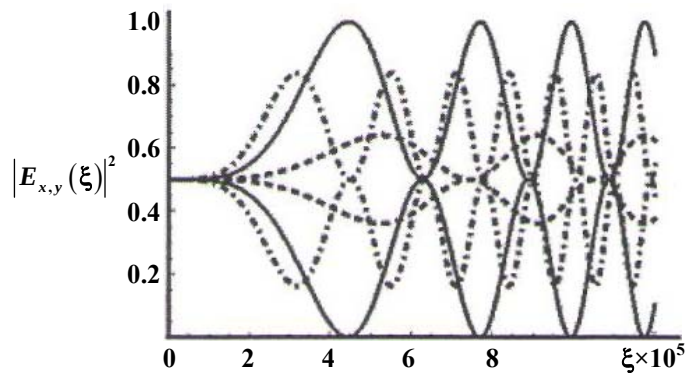


Рис.3. Результаты численного моделирования выражений (7а,б) при циркулярно поляризованной входной волне. Значения параметров следующие: $\varepsilon_0 = 2.415$; $g_0 = 3.5 \times 10^{-11}$. Верхние графики соответствуют $|E_x(\xi)|^2$, а нижние $|E_y(\xi)|^2$. Штриховая кривая – $g_0 = 0.5 \times 10^{-11}$, сплошная кривая – $g_0 = 3.5 \times 10^{-11}$, пунктирная кривая $g_0 = 9 \times 10^{-11}$.

Как видим, в этом случае в амплитудной зависимости наблюдается "резонансная" зависимость, т.е. она максимальна, когда скорости пространственных изменений неоднородности анизотропии и гиротропии одинаковы. Примечательно, что численное интегрирование системы (3) полностью подтверждает полученные выводы. Найденные решения позволяют описать пространственную динамику состояния поляризации света также и с помощью параметров Стокса, не прибегая к уравнениям Блоха. Действительно, воспользовавшись (3), связью $\mathbf{J}(\xi)$ и $\mathbf{E}_0(\xi)$, полученными решениями (8), (9), а также определением параметров Стокса $S_i = \mathbf{E}^+ \hat{\sigma}_i \mathbf{E}$, где $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули, нетрудно описать пространственную динамику состояния поляризации света в рассматриваемой среде на сфере Пуанкаре. В качестве примера на рис.4 приведено поведение вектора псевдоспина на сфере Пуанкаре в трех случаях. Когда в среде присутствует только наведенная неоднородная гиротропия, а волна на входе линейно поляризована, вектор псевдоспина вращается в экваториальной плоскости. В случае, когда присутствует только наведенная неоднородная анизотропия, наблюдается

вращение вектора псевдоспина в меридиональной плоскости. И в первом, и во втором случаях из-за присутствия неоднородности пространственная частота вращения увеличивается [14,15]. В случае одновременного присутствия неоднородной изотропии и гиротропии вектор псевдоспина вращается по поверхности конуса.

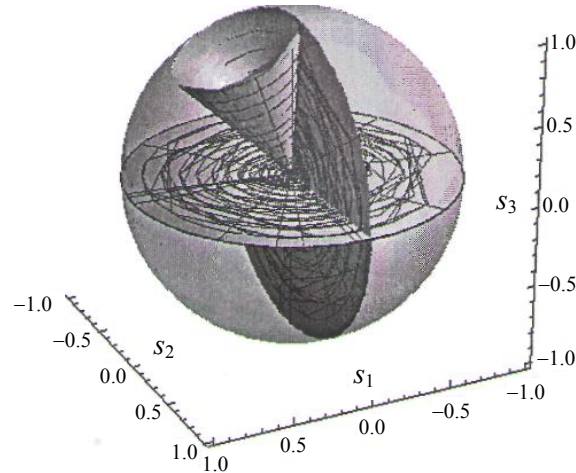


Рис.4. Поведение вектора псевдоспина на сфере Пуанкаре. Значения параметров следующие: $\epsilon_0 = 2.415$; $\alpha_0 = 3.5 \times 10^{-11}$; $g_0 = 3.5 \times 10^{-11}$.

В заключение заметим, что аналогичные осцилляции состояния поляризации в неоднородно анизотропной среде рассмотрены и в [7]. Однако там получены гармонические пространственные осцилляции поляризации в одномерно неоднородной анизотропной среде. В нашем случае присутствие гиротропии существенно меняет характер поведения поляризации. В частности, здесь наблюдается увеличение пространственной частоты осцилляции. Подчеркнем, что простота и наглядность рассмотрения известных задач в рамках этого подхода позволяет сделать вывод, что особенности поляризационного преобразования света и в других оптических средах, в том числе с переменными параметрами, нелинейностью и поглощением, также могут быть описаны в рамках этого подхода. Интересных результатов можно ожидать также при применении данного метода для неоднородных бианизотропных слоистых структур [16].

Работа выполнена в рамках гранта No11-1С-194 Государственного Комитета по науке Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Э.Ферми.** Квантовая механика. М., Мир, 1968.
2. **Л.Аллен, Дж.Эберли.** Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., Мир, 1978.
3. **В.С.Бутылкин, А.С.Каплан, Ю.Г.Хронопуло, Е.И.Якубович.** Резонансные взаимодействия света с веществом. М., Наука. 1977.

4. **Г.М.Заславский, В.П.Фейтлис, Н.Н.Филоненко.** Взаимодействие волн в неоднородных средах. Новосибирск, Наука, 1982.
5. **А.Абрагам.** Ядерный магнитный резонанс. М., ИЛ, 1963.
6. **Г.В.Розенберг.** УФН, **56**, 11 (1955).
7. **A.A.Rangelov, U.Gaubats, N.V.Vitanov.** Opt. Comm., **283**, 3894 (2010).
8. **A.A.Rangelov.** Arxiv: 1105.0316 v1, 2011.
9. **A.A.Rangelov.** Arxiv: 1104.4963 v1, 2011.
10. **М.Я.Даршт, Б.Я.Зельдович, Н.Д.Кундикова.** Опт. и спектр., **82**, 660 (1997).
11. **N.V.Vitanov, B.M.Garraway.** Phys. Rev., **53A**, 4288 (1996). (см. также **G.T.Genov, A.A.Rangelov, N.V.Vitanov.** Arxiv: 1102.1315v1, 2011).
12. **L.S.Aslanyan, N.S.Grigoryan, S.K.Nazaryan.** Modern Problems on Optics and Photonics, Yerevan, 2009, pp.109-114.
13. **H.Kubo, R.Nagata.** JOSA, **73**, 1719 (1985).
14. **Л.С.Асланян, Н.С.Григорян, С.Т.Назарян.** Сборник трудов конференции "Лазерная физика 2008", Гитутюн, 2009, с.58.
15. **Л.С.Асланян, Н.С.Григорян, С.К.Назарян.** Юбилейная научная сессия, посвященная 90-летию ЕГУ, май 2009г. Сборник статей, изд. ЕГУ, с. 95.
16. **О.В.Иванов.** Распространение электромагнитных волн в анизотропных и бианизотропных слоистых структурах. Ульяновск, УлГТУ, 2010.

**ՕՊՏԻԿԱ-ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ՀԱՄԱՆՄԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱՅԻ ԽՆԴԻՐՆԵՐՈՒՄ**

Ա.Լ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Լ.Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ս.Կ. ՆԱԶԱՐՅԱՆ

Օպտիկա-մեխանիկական համամասնության սահմաններում քննարկված է բևեռացված լույսի (ինչպես գծային, այնպես էլ շրջանային) տարածման խնդիրը անհամասեռ դիէլեկտրային թափանցելիությամբ և գիրոտրոպությամբ միջավայրում: Վերլուծումը կատարված է ինչպես կապված ալիքային հավասարումների, այնպես էլ Պուանկարեի գնդի օգնությամբ:

OPTICAL-MECHANICAL ANALOGY IN PROBLEMS OF POLARIZATION OPTICS

A.L. ASLANYAN, L.S. ASLANYAN, S.K. NAZARYAN

Within the framework of optical-mechanical analogy, the problem of propagation of polarized light (both linear and circular) is studied for a medium with the inhomogeneity of dielectrical permittivity and gyrotropy. The analysis is carried out both with use of a system of coupled equations and the Poincare sphere.

УДК 621.373

РЕШЕТОЧНО-ЛИНЗОВАЯ ДИСПЕРСИОННАЯ ЛИНИЯ ЗАДЕРЖКИ

Ар.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 21 июля 2011 г.)

Для задач управления и компрессии импульсов в пикосекундном масштабе времен предложена и апробирована дисперсионная линия задержки, основанная на управлении спектральной фазой излучения в устройстве, состоящем из дифракционной решетки и линз.

После первых работ Трейси по применению дифракционных решеток в качестве дисперсионной линии задержки (ДЛЗ), они стали важными элементами для формирования сверхкоротких импульсов и их управления [1,2]. Впоследствии на основе принципа “компрессора Трейси” были разработаны разные модификации ДЛЗ, но на практике чаще применяются двухпроходные схемы на базе пары дифракционных решеток [3-6] или призм [7-12], и схемы стретчеров [13-16]. Недостатком решеточных ДЛЗ, применяемых преимущественно в пикосекундном диапазоне времен, являются большие энергетические потери. Призмённые ДЛЗ имеют малые энергетические потери, но их применение ограничено фемтосекундным диапазоном времен. В работах [17,18] экспериментально исследована схема ДЛЗ, состоящая из призмы, пары линз и возвращающего зеркала. Для сообщения импульсу отрицательного или положительного chirpa в задней фокальной плоскости линзы, непосредственно перед зеркалом ставились, соответственно, собирающие и рассеивающие линзы.

В настоящей работе исследована компактная схема ДЛЗ, состоящая из дифракционной решетки и линз, удобная для формирования chirпированных лазерных импульсов в пикосекундном диапазоне времен. Схема предложенной ДЛЗ состоит из дисперсионного элемента в виде дифракционной решетки, расположенной в передней фокальной плоскости линзы и второй линзы и зеркала, расположенных в задней фокальной плоскости первой линзы (рис.1). После дифракционной решетки, в фокальной плоскости линзы, пространственное распределение лазерного пучка повторяет его спектральное распределение. Помещение фазовой маски в фокальной плоскости линзы передает пространственно распределенному спектру лазерного пучка дополнительную фазу. Использование второй линзы в качестве фазовой маски приводит к дополнительной параболической спектральной фазе излучения и к удлинению импульса (при отсут-

ствии его начальной фазы). Причем, чем больше оптическая сила линзы, тем больше величина параболической фазы, передаваемая импульсу и тем больше степень удлинения импульса.

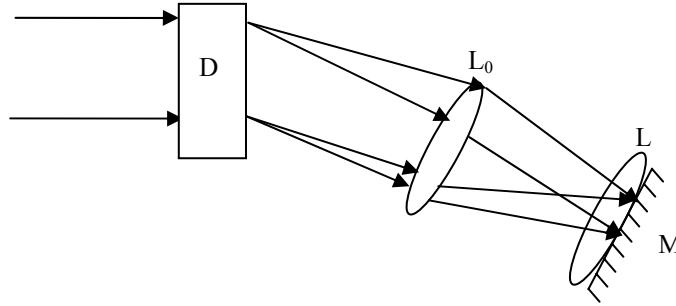


Рис.1. Принципиальная схема устройства: D – диспергирующий элемент, L_0 – линза с фокальным расстоянием f_0 , фазовая маска в виде линзы L с фокальным расстоянием f , M – отражающее зеркало.

В настоящей работе проводилось экспериментальное исследование вышеописанной ДЛЗ, состоящей из дифракционной решетки, пары линз и возвращающего зеркала. Если на входе данного устройства имеем гауссов импульс с шириной спектра $\Delta\omega_0$, начальной спектральной фазой $\varphi_0(\omega) = -\beta\omega^2/2$ и длительностью импульса τ_0 , то относительное удлинение импульса на выходе из устройства составляет

$$\tau/\tau_0 = \sqrt{(1 + \Delta\omega_0^4(\beta + k_0\alpha^2/f)^2)/(1 + \beta^2\Delta\omega_0^4)}, \quad (1)$$

где τ – длительность импульса при выходе из системы, $\omega = \Omega - \Omega_0$ – смещение текущей частоты Ω от центральной Ω_0 , f – фокальное расстояние линзы, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения, а ω и поперечная пространственная координата x в фокальной плоскости линзы связаны линейным соотношением $x = \alpha\omega$ [17]. В частности, когда начальный импульс спектрально ограничен, т.е. начальная спектральная фаза отсутствует ($\beta = 0$), имеем

$$\tau/\tau_0 = \sqrt{1 + k_0^2\alpha^4\Delta\omega_0^4/f^2}. \quad (2)$$

Формула (1) позволяет рассчитать удлинение спектрально ограниченного импульса при его прохождении через устройство (а также величину наведенного чирпа). Для обсуждаемого устройства значение α равно

$$\alpha \equiv (dx/d\omega)_{\omega_0} = -m\lambda^2 f_0 / 2\pi c d \cos\varphi, \quad (3)$$

где f_0 – фокальная длина линзы L_0 , d – постоянная решетки, m – порядок дифракции, φ – угол дифракции, c – скорость света [19-21].

Эксперимент проводился квазинепрерывным лазером Antares 76S, с частотой повторения импульсов $\nu = 76$ МГц (рис.2). Длина волны излучения со-

ставляла $\lambda = 1.06$ мкм, средняя мощность $p = 6$ Вт, длительность импульса на полувысоте $\tau_0 = 100$ пс, ширина линии $\Delta\lambda = 16.5$ нм и диаметр пучка 1.3 мм. Лазерный пучок после прохождения через коллиматор С, состоящий из двух собирающих линз с фокальными расстояниями 4 и 20 см, пятикратно расширяясь, попадал на дифракционную решетку с постоянной $d = 300$ нм⁻¹. В эксперименте использовался второй порядок дифракции с углом отражения 50°. Дифракционная решетка и зеркало М были помещены в фокальных плоскостях линзы L_0 с фокальным расстоянием $f_0 = 65$ см. Пучок, отражаясь от зеркала М, проходил через всю систему в обратной последовательности. Малым поворотом зеркала М начальный и отраженный пучки пространственно разделялись. Отражаясь от зеркала M_1 , пучок падал на нелинейный кристалл (KDP). Вторая гармоника на длине волны $\lambda = 0.53$ мкм и излучение на основной частоте с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм разделялись диэлектрическим зеркалом M_2 для $\lambda = 1.06$ мкм.

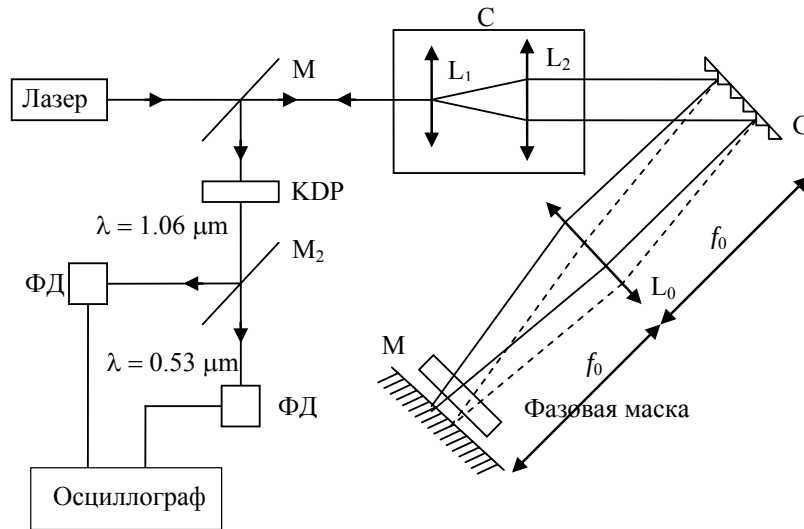


Рис.2. Схема экспериментальной установки: С – коллиматор, L_0 – линза, L – линза в качестве фазовой маски, L_0 и L_2 – линзы коллиматора, М, M_1 , M_2 – диэлектрические зеркала для $\lambda = 1.06$ мкм, G – дифракционная решетка, KDP – нелинейный кристалл-удвоитель частоты, ФД – фотодетекторы.

При отсутствии линзы L перед зеркалом М в качестве фазового модулятора длительность импульса на входе и выходе из системы остается неизменной. Помещая перед зеркалом М линзу L, мы передаем спектру импульса параболическую фазу, т.е. линейный чирп. То, что с помощью линзы импульс в подобной, но в призмочно-спектрометрической схеме, действительно приобретает параболическую фазу, экспериментально продемонстрировано методом спектральной интерферометрии в работе [17].

Для измерения относительного удлинения импульса был использован

метод, основанный на энергетических измерениях импульса до и после нелинейного кристалла, предложенный в работе [22]. Известно, что при прохождении импульса через нелинейный кристалл при постоянстве площади поперечного сечения пучка $P_{2\omega} \sim P_{\omega}^2$, где $P_{2\omega}$ – мощность второй гармоники импульса, а P_{ω} – мощность начального импульса.

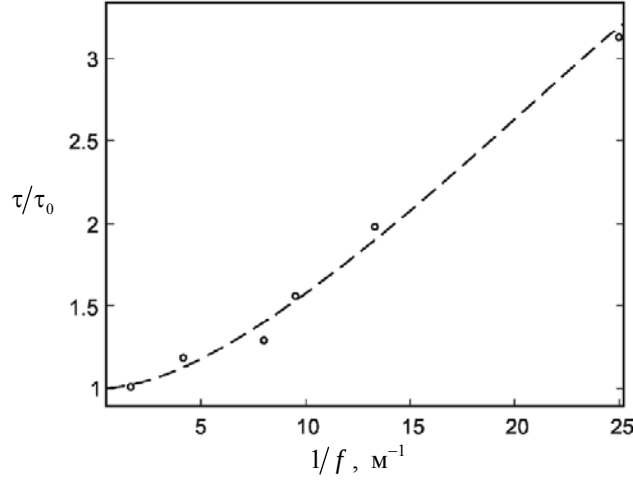


Рис.3. Зависимость относительного удлинения импульса τ/τ_0 от оптической силы линзы $1/f$.

Учитывая, что гауссовская форма является хорошей аппроксимацией для лазерного пучка, и то, что гауссовский импульс при получении параболической спектральной фазы сохраняет временную гауссовскую огибающую, можно утверждать, что лазерный импульс при прохождении через описанную установку сохраняет свою форму. Так как при генерации второй гармоники длительность τ_{ω} гауссова импульса и длительность его второй гармоники $\tau_{2\omega}$ связаны соотношением $\tau_{\omega} = \sqrt{2}\tau_{2\omega}$, то из формул (2), (3) легко получить, что

$$\tau_{\omega} \sim E_{\omega}^2 / E_{2\omega}, \quad (4)$$

где τ_{ω} – длительность и E_{ω} – энергия начального импульса, а $E_{2\omega}$ – энергия импульса второй гармоники. Тогда для относительного удлинения импульса имеем

$$\tau/\tau_0 = (E_{2\omega}/E_{\omega}^2)(E_{\omega L}^2/E_{2\omega L}), \quad (5)$$

где τ , $E_{\omega L}$ и $E_{2\omega L}$ – соответственно, длительность, энергия и энергия второй гармоники импульса, когда перед зеркалом М расположена линза L. В эксперименте измерялась средняя мощность импульса, пропорциональная энергии единичного импульса при заданной частоте повторения. На рис.3 пунктирной линией приведена экспериментальная кривая зависимости величины относительного удлинения импульса от оптической силы линзы ($1/f$). Кривая находится в хорошем соответствии с формулой (2). Видно, что чем больше оптическая сила

линзы, тем больше степень удлинения импульсов. Экспериментальная кривая свидетельствует об удлинении импульса в устройстве до 3^x .

Таким образом, предложена и экспериментально продемонстрирована решеточно-линзовая ДЛЗ, состоящая из дифракционной решетки и линзы, по схеме стандартного решеточного спектрометра и, дополнительно, линзы в качестве фазового модулятора и возвращающего зеркала, помещенных в фокальной плоскости спектрометра. Степень удлинения импульса зависит от оптической силы линзы: чем больше оптическая сила линзы, тем больше степень удлинения импульса. Предложенная система может быть использована в пикосекундном диапазоне времен для формирования чирпированных импульсов заданной длительности (с заданным чирпом).

Автор выражает благодарность Л.Х. Мурадян и Г.Л. Есаян за ценные замечания и конструктивные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.B.Treacy. Phys. Lett., **A28**, 34 (1968).
2. E.B.Treacy. IEEE J. Quantum Electron., **5**, 454 (1969).
3. J.D.McMullen. Appl. Opt., **18**, 737 (1979).
4. O.E.Martinez. J. Opt. Soc. Am. B, **3**, 929 (1986).
5. I.P.Christov, I.V.Tomov. Opt. Comm., **58**, 338 (1986).
6. R.L.Fork, O.E.Mortinez, J.P.Gordon. Opt. Lett., **9**, 150 (1984).
7. Zs.Bor, B.Racz. Opt. Comm., **54**, 165 (1985).
8. J.D.Kafka, T.Baer. Opt. Lett., **12**, 401 (1987).
9. F.Salin, A.Brun. J. Appl. Phys., **61**, 4736 (1987).
10. M.Nakazawa, T.Nakashima, H.Kubota, S.Seikai. J. Opt. Soc. Am. B, **5**, 215 (1988).
11. Z.Cheng, F.Krausz, Ch.Spielmann. Opt. Comm., **201**, 145 (2002).
12. S.Akturk, X.Gu, M.Kimmel, R.Trebino. Opt. Expr., **14**, 10101 (2006).
13. Г.И.Фрейдман, И.В.Яковлев. Квант.Электрон., **37**, 147 (2007).
14. I.Thomann, E.Gagnon, et al. Optics Express, **12**, 3493 (2004).
15. J.Jiang, Z.Zhang, T.Hasama. J. Opt. Soc. Am. B, **19**, 678 (2002).
16. Z.Zhang, T.Yagi, T.Arisawa. Appl. Opt., **36**, 3393 (1997).
17. М.А.Калашян, К.А.Паланджян, Т.Дж.Хачикян, Т.Г.Мансурян, Г.Л.Есаян, Л.Х.Мурадян. Письма в ЖТФ, **35**, 29 (2009).
18. А.А.Киракосян, К.А.Паланджян, М.А.Калашян, А.С.Зейтуниан, Г.Л.Есаян, Л.Х.Мурадян. Патент Армении, AM No.2178 A2 (2008).
19. В.В.Лебедева. Экспериментальная оптика, М., МГУ, 2005.
20. A.M.Weiner, S.Oudin, D.E.Leaird, D.H.Reitze, J. Opt. Soc. Am. A., **10**, 1112 (1993).
21. A.M.Weiner. Prog. Quant. Electr., **19**, 161 (1995).
22. W.L.Smith, J.H.Bechtel. J. Appl. Phys., **47**, 1065 (1976).

GRATING-LENS DISPERSIVE DELAY LINE

Ar.A. KIRAKOSYAN

For the problems of pulse control and compression in the picosecond time scale, a dispersive delay line, based on the radiation spectral phase management in the device consisting of the diffraction grating and lenses, is proposed and probated.

УДК 537.624

СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА ФРЕДЕРИКСА В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ С ВНЕДРЕННЫМИ ФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

А.А. КАНДЕВОСЯН, Р.С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 18 июля 2011 г.)

Рассмотрена феноменологическая теория электрического перехода Фредерикса в планарно-ориентированных нематических жидких кристаллах, обогащенных сферическими ферроэлектрическими наночастицами. Показано, что даже сферические наночастицы способны критически снизить порог перехода Фредерикса благодаря их способности сильно увеличивать электрическое поле в среде. При больших значениях поляризации и концентрации наночастиц может произойти беспороговый переход Фредерикса. В этом случае незначительное электрическое поле требуется только для ориентации наночастиц.

1. Введение

Нематические жидкие кристаллы (НЖК) очень чувствительны к внешним полям и присутствию инородных частиц (например, наночастиц). Этим и объясняется тот факт, что НЖК так быстро стали ключевыми технологическими материалами для таких применений, как, например, информационные дисплеи. НЖК находятся также в фокусе интенсивных междисциплинарных исследований, как системы с богатыми супрамолекулярными структурами.

В последние годы наблюдается большой интерес к физическим эффектам, обусловленным добавлением в ЖК ферроэлектрических наночастиц [1-6]. В экспериментах было показано, что ферроэлектрические наночастицы имеют большое влияние на свойства НЖК: в частности, они увеличивают диэлектрическую анизотропию [1], изменяют температуру фазового перехода [2], увеличивают оптическую дифракционную эффективность [3,4] и влияют на характеристики перехода Фредерикса [5]. В частности, было экспериментально показано, что порог перехода Фредерикса может быть снижен в зависимости от наличия ферроэлектрических наночастиц. Последний эффект может быть применен во многих ЖК-системах, так как характеристики порога перехода Фредерикса играют решающую роль в определении рабочего напряжения и потребляемой мощности для ЖК-дисплеев и устройств.

Если размеры частиц порядка микрона и больше, то они искажают однородную ориентацию директора ЖК, создавая множество дисклинаций. При

больших концентрациях это приводит еще и к неоднородностям, сильно рассеивающим свет. Поэтому обычно для практических целей используют суспензии с малой концентрацией (меньше 1%) наночастиц размерами 10–100 нм.

Настоящее время не существует теоретических работ, в которых микроскопически рассчитана энергия взаимодействия наночастиц с ЖК, и не построена простейшая теория перехода Фредерикса в присутствии наночастиц.

В настоящей работе мы предлагаем теоретическое рассмотрение электрического перехода Фредерикса в НЖК с внедренными сферическими ферроэлектрическими наночастицами. Показано, что даже сферические наночастицы способны критически снизить порог перехода Фредерикса благодаря их способности сильно увеличивать электрическое поле в среде.

2. Расчет порога перехода Фредерикса

Для расчетов полагаем наночастицы сферами с радиусами R , электрическими моментами $\mathbf{p}$ и окруженными молекулами НЖК. Рассмотрим планарную ячейку НЖК толщиной L (см. рис.1). Нормаль к стенкам ячейки направим вдоль оси z и предположим, что при $z = 0$ и $z = L$ граничные условия на стенках задают планарную ориентацию $\mathbf{n}_0(z = 0, L) = \mathbf{e}_x$. Нормально к стенкам приложено электрическое поле $\mathbf{E}$. Хорошо известно, что переход Фредерикса является фазовым переходом второго рода, т.е., искажения непосредственно выше критического поля малы. Имея это в виду, критическое поле E_c можно вычислить с помощью простых рассуждений. Исходя из неискаженного состояния ($n = n_0$), рассмотрим небольшое отклонение $n = n_0 + \delta n(z)$, где δn перпендикулярно к n_0 (поскольку $n^2 = 1$) и параллельно $\mathbf{E}$ (поскольку это – направление, в котором стремятся ориентироваться молекулы, если анизотропия электрической восприимчивости положительна). Естественнo предположить, что энергия искажения зависит только от z . Тогда франковскую часть свободной энергии можно записать в простейшем виде:

$$F_d = \frac{1}{2} K_1 \left(\frac{\partial \delta n}{dz} \right)^2, \quad (1)$$

где K_1 является франковской константой поперечного изгиба. Энергию взаимодействия внешнего электрического поля с НЖК берем в обычном виде

$$F_{el} = -\varepsilon_a (\mathbf{nE})^2 / 8\pi, \quad (2)$$

где ε_a есть анизотропия электрической восприимчивости. Электрическое поле $\mathbf{E}_n$, генерируемое наночастицами, взаимодействует с НЖК через свободную энергию

$$f_{int} = -\frac{\varepsilon_a}{8\pi} \int d^3r (\mathbf{n}(\mathbf{r}) \mathbf{E}_n(\mathbf{r}))^2. \quad (3)$$

Электрическое поле наночастиц берем как поле элемента электрического момента

$$\mathbf{E}_n = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r}\mathbf{p})}{r^5} - \frac{\mathbf{p}}{r^3} \right), \quad (4)$$

пренебрегая высшими порядками коррекции, обусловленными электрической анизотропией НЖК. Вблизи наночастиц электрическое поле как функция позиции r меняется слишком резко. Но ориентация ЖК не может следовать за таким изменением $\mathbf{E}_n$, поскольку такое поведение требует очень большой упругой энергии. Поэтому для достаточно малых наночастиц можно полагать, что директор $\mathbf{n}$ НЖК однороден в пространстве. Тогда мы сможем интегрировать свободную энергию взаимодействия по всему объему ЖК.

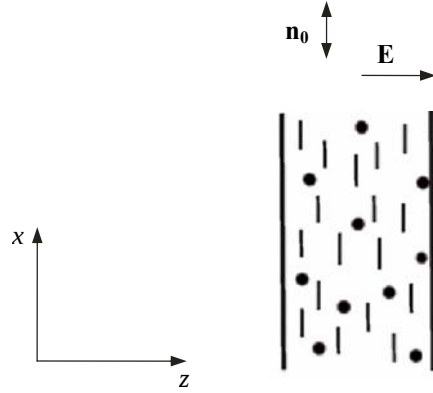


Рис.1. Планарная жидкокристаллическая ячейка со сферическими наночастицами в электрическом поле.

Рассмотрим также малые концентрации наночастиц ρ_n , диспергированных в ЖК, и сделаем следующие дополнительные обозначения: $\phi_n = \rho_n V_n$ есть объемная доля наночастиц, $\mathbf{P} = \mathbf{p}/V_n$ – электрический момент единицы объема и $V_n = 4\pi R^3/3$ – объем наночастицы. В результате получаем свободную энергию взаимодействия наночастиц с НЖК в единице объема

$$F_{\text{int}} = -2\pi\varepsilon_a\phi_n(\mathbf{n}\mathbf{P})^2/45\varepsilon^2 - 2\pi\varepsilon_a\phi_n\mathbf{P}^2/15\varepsilon^2. \quad (5)$$

Разумно предполагать, что электризация наночастиц ориентирована вдоль внешнего электрического поля ($\mathbf{n}\mathbf{P} = \delta\mathbf{n}\mathbf{P}$). Минимизируя суммарную свободную энергию, можно получить стационарное уравнение для возмущения директора:

$$K_1 \frac{d^2 \delta \mathbf{n}}{dz^2} + \frac{4\pi\varepsilon_a\phi_n\delta \mathbf{n}}{45\varepsilon^2} + \frac{\varepsilon_a}{4\pi} E^2 \delta \mathbf{n} = 0. \quad (6)$$

Поскольку предполагалось сильное сцепление на обеих стенках НЖК ячейки, то $\delta \mathbf{n}(z=0, L) = 0$. В этом случае мы можем найти простое решение в виде

$$\delta \mathbf{n} = A \sin(\pi Z/L). \quad (7)$$

Подставляя это выражение в (6) и интегрируя по толщине ячейки, получим (на 1 см^2 слоя)

$$E_c = 2\pi \sqrt{\frac{K_1 \pi}{L^2 \epsilon_a} - \frac{4\phi_n P^2}{45\epsilon^2}}. \quad (8)$$

Чтобы оценить критическое поле E_c численно, воспользуемся параметрами НЖК 5СВ: $L = 10^{-2}$ см, $K_1 = 6.4 \times 10^{-7}$ дин, $\epsilon_a = 13.3$, $\epsilon = 6.7$. Тогда для чистого НЖК находим $E_c = 0.244$ CGSE (для напряжения имеем $V^{LC} = 0.732$ В) и, даже если мы берем очень малые значения для плотности поляризации ферроэлектрических наночастиц $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ $P = 10$ CGSE $= 0.4 \times 10^{-4}$ Кл $\times$ м $^{-2}$ и концентрации $\phi_n = 0.5\%$, для НЖК с наночастицами получаем $E_c = 0.144$ CGSE (тогда $V^{LC} = 0.42$ В), что ниже порога обычного перехода Фредерикса в электрическом поле.

Заметим, что в некоторых работах получают огромные значения спонтанной поляризации для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$: $P = 42000$ CGSE $= 0.14$ Кл $\times$ м $^{-2}$ [7]. При таких значениях поляризации или при больших концентрациях, но малых значениях поляризации наночастицы сильно увеличивают электрическое поле в среде, настолько сильно, что больше не требуется внешнего поля, чтобы ориентировать директор нематика (строго говоря, нам необходимо очень малое электрическое поле для ориентации наночастиц в одном направлении), то есть имеет место беспороговый переход Фредерикса.

3. Обсуждение

Мы рассмотрели возможность воздействия сферических ферроэлектрических наночастиц на критическое поле электрического перехода Фредерикса. Расчеты показали, что очень малые концентрации наночастиц могут настолько увеличить поле в среде, что это окажется достаточным для осуществления переориентации директора НЖК внешними слабыми электрическими полями. Это явление позволит более эффективно применять ферронематики в различных электрооптических дисплеях, затворах, транспарантах и т.д.

Отметим, что ситуация может резко отличаться от описанного, если наночастицы будут иметь вытянутую форму, как показано во многих экспериментах и в работах [1,2,8,9]. В этом случае жидкокристаллическая матрица ориентирует наночастицы по направлению директора НЖК. С другой стороны, ориентационное взаимодействие наночастиц с молекулами НЖК может привести к сильному проследованию директора ориентации частиц. Благодаря этому, ничтожно слабые электрические поля могут переориентировать удлинённые ферроэлектрики, тем самым приводя к повороту директора. Тогда переход Фредерикса произойдет беспороговым образом при ничтожно малых электрических полях.

Работа финансировалась за счет гранта “11-1с252” Министерства образования и науки и Государственного комитета по науке Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Y.Reznikov, O.Buchnev, O.Tereshchenko, V.Reshetnyak, A.Glushchenko, J.West.** Appl. Phys. Lett., **82**, 1917 (2003).
2. **F.Li, O.Buchnev, C.I.Cheon, A.Glushchenko, V.Reshetnyak, Y.Reznikov, T.J. Sluckin, J.L.West.** Phys. Rev. Lett., **97**, 147801 (2006).
3. **O.Buchnev, A.Dyadyusha, M.Kaczmarek, V.Reshetnyak, Y.Reznikov.** J. Opt. Soc. Am. B, **24**, 1512 (2007).
4. **G.Cook, A.V.Glushchenko, V.Reshetnyak, A.T.Griffith, M.A.Saleh, D.R.Evans.** Opt. Express, **16**, 4015 (2008).
5. **P.Mikulko, P.Arora, A.Glushchenko, A.Lapanik, W.Haase.** Europhys. Lett., **87**, 27009 (2009).
6. **G.Cook, V.Yu.Reshetnyak, R.F.Ziolo, S.A.Basum, P.P.Banerjee, D.R.Evans.** Opt. Express, **18**, 17339 (2010).
7. **K.Moria, H.Kuniyoshi, K.Tashita, Y.Ozaki, S.Yano, T.Marsuo.** J. Phys. Soc. Jpn., **67**, 3505 (1998).
8. **V.Reshetnyak, S.Shelestiuk, T.Sluchkin.** Mol. Cryst. Liq. Cryst., **454**, 201 (2006).
9. **S.Shelestiuk, V.Reshetnyak, T.Sluchkin.** Phys. Rev. E, **83**, 041705 (2011).

ՖԵՌՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՆԵՐՈՎ ՀԱՐՍՏԱՑՎԱԾ
ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՖՐԵԴԵՐԻԿՍԻ
ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԱՆՑՄԱՆ ՇԵՄԻ ԱՆԿՈՒՄԸ

Ա.Ա. ՂԱՆԴԵՎՈՍՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Դիտարկված է գնդաձև ֆերոէլեկտրական նանոմասնիկներով հարստացված պլանար կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում էլեկտրական Ֆրեդերիկսի անցման ֆենոմենոլոգիական տեսությունը: Ցույց է տրված, որ նույնիսկ գնդաձև նանոմասնիկները կարող են կտրուկ իջեցնել անցման շեմը շնորհիվ նրանց միջոցով միջավայրում էլեկտրական դաշտի մեծացման: Նանոմասնիկների բևեռացման ու կոնցենտրացիայի մեծ արժեքների դեպքում կարող է տեղի ունենալ առանց շեմի Ֆրեդերիկսի անցում: Այս դեպքում աննշան էլեկտրական դաշտ է անհրաժեշտ ուղղակի նանոմասնիկները կողմնորոշելու համար:

DECREASE IN THE THRESHOLD OF ELECTRIC FRÉEDERICKSZ
TRANSITION IN NEMATIC LIQUID CRYSTALS
DOPED WITH FERROELECTRIC NANOPARTICLES

A.A. GHANDEVOSYAN, R.S. HAKOBYAN

A phenomenological theory of electric Fréedericksz transition in planar-oriented nematic liquid crystals doped with spherical ferroelectric nanoparticles is considered. It is shown that even spherical nanoparticles can critically reduce the threshold of Fréedericksz transition, due to their ability to strongly increase the electric field in the medium. At higher values of polarization and concentration of nanoparticles a Fréedericksz transition without threshold can occur. In this case only an insignificant electric field needs for orienting the nanoparticles.

УДК 621.315

О ТЕРМОЭДС МНОГОДОЛИННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

А.И. ВАГАНЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 11 июля 2011 г.)

Получено выражение коэффициента термоэдс для невырожденного многодолинного полупроводника. Показано, что выражение для коэффициента термоэдс можно представить параметрами одной конкретной зоны. Рассмотрен с практической точки зрения важный случай двухдолинного полупроводника.

1. Введение

В последнее время возрос интерес к исследованию термоэлектрических явлений. Это связано с получением новых высокоэффективных термоэлектрических материалов, на основе которых создаются термоэлементы с высоким коэффициентом полезного действия. Наряду с другими перспективными материалами внимание исследователей привлекают также сложные полупроводниковые соединения и твердые растворы с многодолинным строением зонной структуры. В связи с этим необходимо получить выражения, учитывающие многодолинный характер зонного строения, в частности, выражение для коэффициента термоэдс. До сих пор обобщающего выражения для коэффициента термоэдс многодолинного полупроводника в литературе не было. В данной работе приводится вывод коэффициента термоэдс невырожденного многодолинного полупроводника с любым количеством долин.

2. Вывод коэффициента термоэдс

Для определенности рассмотрим невырожденный многодолинный полупроводник n -типа, который имеет m долин в различных точках k -пространства.

Как было показано в работе [1], зону проводимости невырожденного многодолинного полупроводника можно заменить однодолинной эквивалентной зоной, параметры которой связаны с соответствующими параметрами многодолинного полупроводника определенными соотношениями. В частности, эффективную плотность состояний можно представить выражением

$$N_c^* = \sum_i N_{ci} \exp(-\delta E_i/kT) \quad (1)$$

или, если использовать параметры одной конкретной j -ой долины, то получим

$$N_c^* = (N_{cj}/c_j) \exp(-\delta E_j/kT), \quad (2)$$

где N_{ci} — плотность состояний i -ой долины, δE_i — энергетическое расстояние i -ой долины от выбранного нулевого уровня, c_j — относительная заселенность j -ой долины.

Если зону проводимости многодолинного полупроводника заменить одnodолинной эквивалентной зоной с плотностью состояний N_c^* пользуясь выражением для коэффициента термоэдс для однодолинного случая [2], то можно записать

$$\alpha = -(k/e) \left[r^* + 2 + \ln(N_c^*/n) \right], \quad (3)$$

где r^* отражает общее влияние механизмов рассеяния всех долин. Если представить $r^* = \sum_j r_j$, то выражение (3) после преобразований примет вид

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[\frac{\sum_{i,j} \sigma_i r_j + 2 \sum_i \sigma_i + \ln \frac{N_c^*}{n} \sum_i \sigma_i}{\sum_i \sigma_i} \right] \quad (4)$$

Обратимся к выражению $\sum_{i,j} \sigma_i r_j$, где σ_i — электропроводность, обусловленная электронами i -ой долины, а r_j — параметр рассеяния j -ой долины. Очевидно, что процессы рассеяния в j -ой долине не влияют на электропроводность i -ой долины, и, следовательно, в выражении $\sum_{i,j} \sigma_i r_j$, вклад тех членов суммы, в которых $i \neq j$ равны нулю. Отсюда получим, что $\sum_{i,j} \sigma_i r_j$, в данном случае равносильно $\sum_i \sigma_i r_i$, и выражение (4) примет вид

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[\frac{\sum_i \sigma_i r_i + 2 \sum_i \sigma_i + \ln \frac{N_c^*}{c_i n} \sum_i \sigma_i}{\sum_i \sigma_i} \right] \quad (5)$$

или с учетом (2)

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[\frac{\sum_i \sigma_i r_i + 2 \sum_i \sigma_i + \ln \frac{N_{ci}}{c_i n} \exp\left(-\frac{\delta E_i}{kT}\right) \sum_i \sigma_i}{\sum_i \sigma_i} \right]. \quad (6)$$

Если учесть, что в числителе все члены выражения суммируются по i , то будем иметь

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[\frac{\sum_i \sigma_i \left(r_i + 2 + \ln \frac{N_{ci}}{c_i n} \exp\left(-\frac{\delta E_i}{kT}\right) \right)}{\sum_i \sigma_i} \right]. \quad (7)$$

Так как выражение в круглых скобках, умноженное на множитель $-k/e$, является значением коэффициента термоэдс i -ой долины, то для коэффициента термоэдс многодолинного полупроводника окончательно получим

$$\alpha_i = \frac{\sum_j \sigma_j \alpha_j}{\sum_j \sigma_j} \quad (8)$$

где σ_j и α_j – коэффициент электропроводности и термоэдс j -ой долины, соответственно.

Формулу (7) для коэффициента термоэдс многодолинного полупроводника можно представить в виде

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[\frac{\sum_j \sigma_j r_j}{\sum_j \sigma_j} + 2 + \frac{\ln \frac{N_{ci}}{c_j n} \exp\left(-\frac{\delta E_j}{kT}\right) \sum_j \sigma_j}{\sum_j \sigma_j} \right] \quad (9)$$

Как видно из формулы (9), термоэдс многодолинного полупроводника зависит не только от концентрации носителей заряда, эффективной плотности состояний в долинах и температуры, как это имеет место в однодолинном случае, но и от зонной структуры, т.е. от расположения долин и распределения электронов в них. Однако следует учесть, что в многодолинном случае не всегда известны параметры всех долин, поэтому задача значительно упрощается, если удастся сократить число параметров, используемых при расчетах. С этой точки зрения очень полезно выразить формулу для коэффициента термоэдс через параметры одной конкретно j -ой долины.

Если учесть выражение (2), то получим

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[r^* + 2 + \ln \frac{N_{ci}}{n_j} \exp\left(-\frac{\delta E_j}{kT}\right) \right] \quad (10)$$

Параметр рассеяния r^* в данном случае отражает общее влияние всех механизмов рассеяния в долинах. Отметим, что по экспериментальным измерениям температурной зависимости коэффициентов термоэдс и Холла можно определить температурную зависимость параметра рассеяния. Методика экспериментального определения параметра рассеяния многодолинного полупроводника приведена в работе [3].

Большой практический интерес представляет двухдолинный случай, для которого можно воспользоваться выражением (3). Учитывая, что в данном случае

$$N_c^* = N_{c1} + N_{c2} \exp\left(-\frac{\delta E}{kT}\right), \quad (11)$$

будем иметь

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[r^* + 2 + \ln \frac{N_{c1} + N_{c2} \exp\left(-\frac{\delta E}{kT}\right)}{n} \right] \quad (12)$$

И в двухдолинном случае выражение для коэффициента термоэдс можно представить с помощью параметров одной из двух долин, пользуясь выражением (10), где $j = 1$ или 2 .

При $j = 1$ $\delta E = 0$, и, следовательно, имеем

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[r^* + 2 + \ln \frac{N_{c1}}{n_1} \right], \quad (13)$$

а при $j = 2$ $\delta E_2 = \delta E$, соответственно, получаем

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[r^* + 2 + \ln \frac{N_{c2}}{n_2} \exp\left(-\frac{\delta E}{kT}\right) \right] = -\frac{k}{e} \left[r^* + 2 - \frac{\delta E}{kT} + \ln \frac{N_{c2}}{n_2} \right]. \quad (14)$$

3. Заключение

Получено аналитическое выражение для коэффициента термоэдс невырожденного многодолинного полупроводника. Полученные результаты относительно термоэдс многодолинного полупроводника n -типа проводимости в равной мере справедливы для многодолинного полупроводника p -типа проводимости. Представленные формулы дают возможность детально анализировать экспериментальные результаты относительно термоэдс в многодолинных и, в частности, в практически важном случае двухдолинных полупроводников.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И.Ваганян. ФТП, 16, 3 (1982).
2. Р.Смит. Полупроводники. М., Мир, 1982.
3. A.I.Vahanyan. Proc. 6-th Intern. Conf. Semiconductor Micro- and Nanoelectronics, Tsakhadzor, Armenia, 2007, p. 7.

ON THE THERMAL EMF OF A MULTIVALLEY SEMICONDUCTOR

A.I. VAHANYAN

Thermal emf coefficient expression for nondegenerate multivalley semiconductors is obtained. It is shown that expression for thermal emf coefficient can be presented by the parameters of one certain valley. A practically important case of two-valley semiconductor is considered.

УДК 537.531

СТРУКТУРНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ, ВЫЗВАННЫЕ ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А.О. АБОЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 10 июня 2011 г.)

Рентгеноинтерферометрическим методом в неполярных кристаллах, в частности, в полупроводниковых кристаллах кремния, обнаружены структурные искажения, вызванные действием постоянного электрического поля. Показано, что поле изменяет частоту (период) и направления муаровых полос, а при разностях потенциалов больше 1.5 кВ муаровые картины исчезают. Муаровая картина, полученная под действием электростатического поля, не зависит от направления (полярности) поля: при обеих полярностях получаются совершенно одинаковые картины.

1. Введение

Исследование структурных нарушений, возникающих в полупроводниковых кристаллах под действием электрического поля, является одной из актуальных задач физики полупроводников и производства полупроводниковых приборов. Действительно, с одной стороны, с точки зрения физики полупроводников, интересно знать, какие структурные изменения происходят в полупроводниковых кристаллах, помещенных в электрическое поле, с другой – для производства полупроводниковых приборов важно изучение зависимости надежности приборов от этих нарушений.

Влияние электрического поля на структуру полярных кристаллов, в частности, пьезоэлектрических и сегнетоэлектрических, хорошо изучено [1-3]. Однако, насколько нам известно, до сих пор в неполярных, в частности, в полупроводниковых кристаллах не обнаружены структурные нарушения, вызванные действием электрического поля. Видимо, это связано с малой чувствительностью и разрешением применяемых методов исследования искажения структур кристаллов.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования влияния постоянного электрического поля на полупроводниковые кристаллы кремния методом рентгенодифракционного муара.

Известно [4,5], что рентгеноинтерферометрические методы чрезвычайно чувствительны к структурным нарушениям и имеют большое разрешение. Поэтому нам удалось с помощью кратных рентгеновских интерферометров на эф-

фактах динамического рассеяния рентгеновских лучей впервые обнаружить структурные искажения, вызванные в кремниевых кристаллах под действием постоянного электрического поля.

2. Экспериментальная часть

Известны рентгеноинтерферометрические способы исследования несовершенств кристаллов [6]. Во всех исследованиях использованы одинарные интерферометры – одно семейство отражающих плоскостей. В таких интерферометрах, как правило, есть только одно семейство сильно отражающих плоскостей, принадлежащих одному и тому же комплексу симметрично эквивалентных плоскостей, удобно ориентированных для отражения, поэтому интерферограммы, полученные от этих интерферометров, не дают полной картины несовершенств исследуемого кристалла. Нами предложен новый рентгеноинтерферометрический способ, более полно описывающий поля деформации кристаллов. Цель достигается с помощью кратных интерферометров [7].

Кратность интерферометра, как будет показано далее, определяется числом семейств отражающих плоскостей, принадлежащих одному и тому же комплексу симметрично эквивалентных плоскостей, удобно расположенных (ориентированных) для получения отражения (см. рис.1а,б).

Как видно из формулы

$$\cos \alpha = (h_1 h_2 + k_1 k_2 + l_1 l_2) / \left((h_1^2 + k_1^2 + l_1^2)^{1/2} (h_2^2 + k_2^2 + l_2^2)^{1/2} \right), \quad (1)$$

в кубической сингонии угол α между симметрично эквивалентными плоскостями (110) и $(1\bar{1}0)$ равен 90° (удобное сочетание для двукратного интерферометра).

Из бездислокационного кристалла кремния изготовлены кратные двух- и трехкристальные рентгеновские интерферометры (рис.1а,б) с лауэ-отражениями и от них получены муаровые картины.

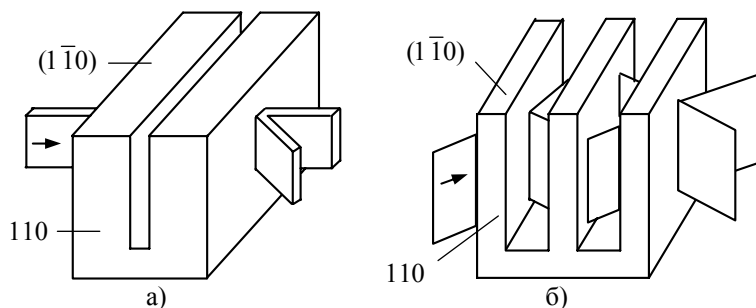


Рис.1. Двукратные интерферометры: а) двухкристальный, б) трехкристальный.

Для проверки достоверности полученных результатов опыты выполнены на двух интерферометрах, отличающихся исходными картинами (рис.2 и 3).

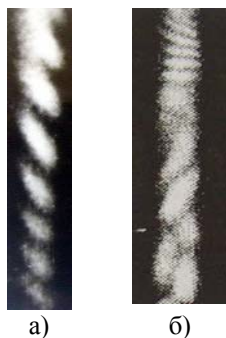


Рис.2. Исходные муаровые картины, полученные от первого интерферометра: а) отражение 220 , б) отражение $2\bar{2}0$ (излучение CuK_α).

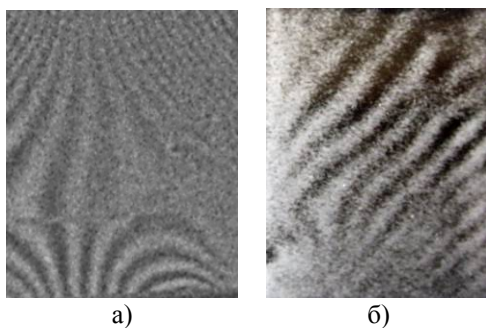


Рис.3. Исходные проекционные топограммы, полученные от второго интерферометра: а) отражение 220 , б) отражение $2\bar{2}0$ (излучение CuK_α).

Нами были использованы вторые порядки отражения от семейства плоскостей (110) и $(1\bar{1}0)$, которые были перпендикулярны входным и выходным поверхностям кристаллов интерферометров (симметричное отражение).

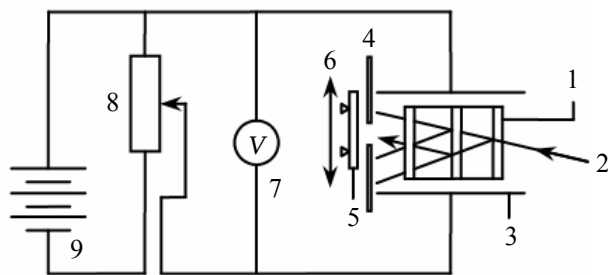


Рис.4. Схема эксперимента: 1 – рентгеновский интерферометр, 2 – направление рентгеновского пучка, 3 – обкладки конденсатора, 4 – диафрагма, 5 – кассета с фотопленкой, 6 – направления сканирования, 7 – цифровой вольтметр, 8 – потенциометр, 9 – источник питания.

Затем интерферометры помещались между обкладками конденсатора, отделенными от интерферометра изолятором толщиной 100 мкм. Поле между обкладками конденсатора создавалось с помощью стабилизированного источника БСВ-3 (рис.4).

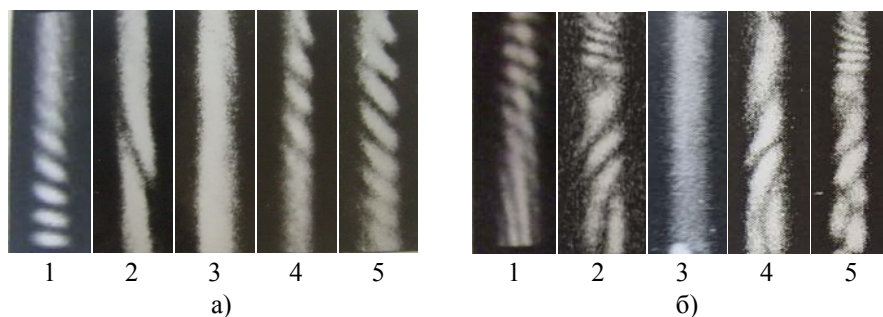


Рис.5. Секционные картины, полученные от первого интерферометра при разности потенциалов между обкладками конденсатора: 1 – 50 В; 2 – 100 В; 3 – 1.5 кВ; 4 – после выключения поля через 16 ч, 5 – после 48 ч; а) отражение 220, б) отражение $2\bar{2}0$ (излучение CuK_α).

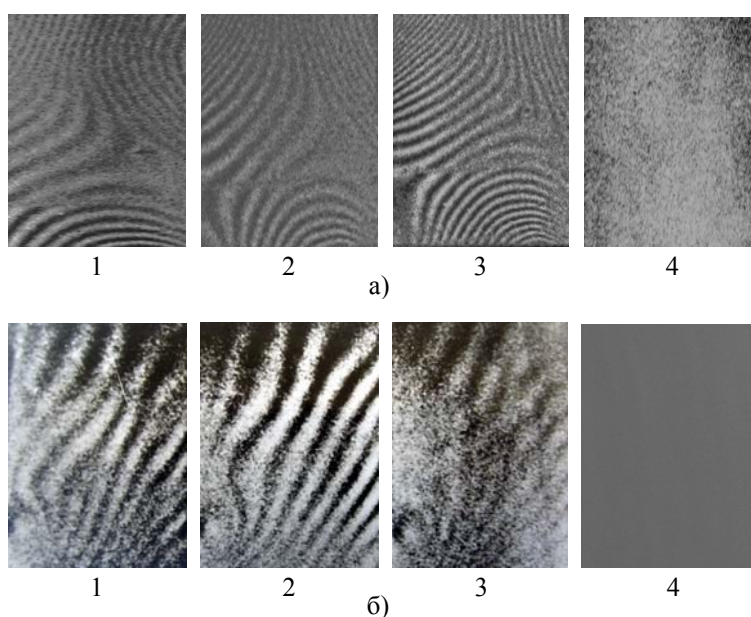


Рис.6. Топографические (проекционные) картины, полученные от второго интерферометра при разности потенциалов между обкладками конденсатора: 1 – 50 В; 2 – 100 В; 3 – 300 В; 4 – 1.5 кВ; а) отражение 220, б) отражение $2\bar{2}0$ (излучение CuK_α).

Получены как секционные муаровые картины, так и от больших участков проекционные топограммы (рис.5, 6) из двух интерферометров в зависимости от величины подаваемого напряжения на обкладках конденсатора, направ-

ления поля (полярности поля), промежутка времени после выключения поля. Величина поля изменялась от 50 В до 1.5 кВ и больше. Результаты исследований показывают, что поле изменяет частоту (период) и направления муаровых полос, а при разностях потенциалов больше 1.5 кВ муаровые картины исчезают (рис.5а-3 и 5б-3). Как видно из этих рисунков, рентгеновские муаровые картины в зависимости от разности потенциалов на обкладках конденсатора меняются.

Как известно, муаровые картины возникают в интерферометрах, отражающие плоскости кристаллов которых отличаются или межплоскостными расстояниями, или их направлениями [4,5]. В работе [8] показано, что при одинаковых межплоскостных расстояниях и направлениях плоскостей муаровые картины могут возникать и в том случае, когда по направлению отличаются входные и выходные поверхности кристаллов интерферометра. Следовательно, под воздействием постоянного электрического поля в кристаллах кремния происходят структурные нарушения: поворачиваются плоскости и изменяются расстояния между ними.

Как видно из рис.1а и 1б, семейства плоскостей (110) и $(1\bar{1}0)$ перпендикулярны друг другу, размеры интерферометров подобраны так, что условия отражения 220 и 440 удовлетворяются. Когда одно из этих семейств приведено в отражающее положение, то для приведения другого семейства в такое положение необходимо интерферометр повернуть на 90° вокруг оси, перпендикулярной поверхности входа интерферометра.

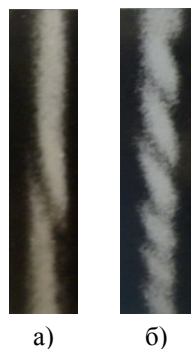


Рис.7. Секционные картины, полученные от первого интерферометра, когда: а) к конденсатору приложено поле обратной полярности (-100 В); (отражение 220); б) после отключения поля сразу подано поле в обратном направлении (-200 В) в течение 15 мин и после выключения поля съемка проводилась без поля.

Таким образом, создаются условия для получения совершенно одинаковых интерференционных картин от двукратных двух- и трехкристального интерферометров. Конечно, это достигается только в том случае, когда блоки интерферометра – почти идеальные кристаллы. Если же блоки интерферометра (или исследуемый кристалл) содержат дефекты, ориентация которых относительно отражающих плоскостей разных семейств двукратного интерферометра

разная, то интерференционные картины этих интерферометров будут отличаться, что даст возможность судить о пространственной ориентации дефектов и распределении деформаций, вызванных этими дефектами.

Муаровая картина, полученная под действием электростатического поля (постоянного поля), не зависит от направления (полярности) поля, при обеих полярностях получаются совершенно одинаковые картины (рис.5а-2 и 7а).

Возникающие под действием электрического поля структурные несовершенства сохраняются некоторое время после выключения поля. Сняты интерферограммы от интерферометра через 16 и 48 ч после выключения поля. Исходная картина, показанная на рис.2а,б, полностью восстанавливается только через 48 ч (рис.5а-5; 5б-5).

Ускорить восстановление искаженных состояний можно наложением поля обратной полярности на искаженный кристалл. После четырехчасовой экспозиции под действием электрического поля и получения муаровой картины искаженного кристалла интерферометр на 15 мин оставляли в поле обратной полярности, после чего делали съемку в отсутствие поля. Полученная таким образом муаровая картина показала, что за такое короткое время полностью восстанавливается неискаженное состояние (рис.7б).

Искажение структуры наблюдалось и в том случае, когда только любые два кристалла интерферометра из трех подвергались воздействию электрического поля, а также в случае, когда электрическое поле было применено только к одному из трех кристаллов интерферометра.

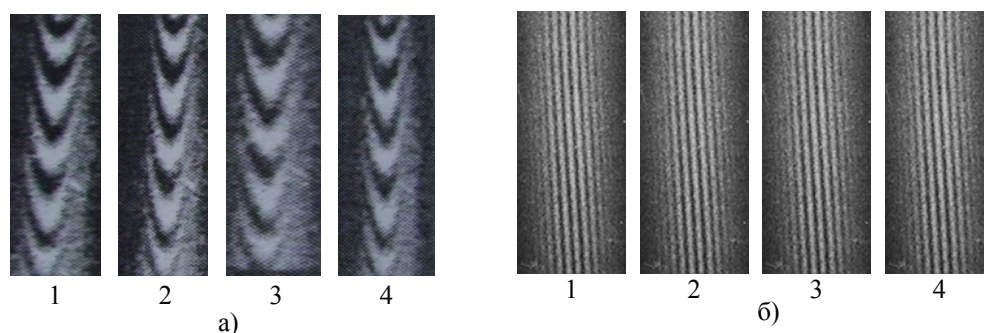


Рис.8. а) Маятниковые полосы от двукратного двухкристального интерферометра с клинообразной формой одного из кристаллов: 1 – без поля; 2 – 50 В; 3 – 100 В; 4 – 1.5 кВ (отражение 220, излучение MoK_α). б) Линии смещения, полученные от двукратного двухкристального интерферометра: 1 – без поля; 2 – 50 В; 3 – 100 В; 4 – 1.5 кВ (отражение $2\bar{2}0$, излучение MoK_α).

Влияние электрического поля на структуру кремниевых кристаллов исследовано также и с помощью других эффектов динамического рассеяния – маятниковых полос и линий смещения в двукратных двухкристальных интерферометрах (рис.1а). Полученные рентгенограммы показывают, что

электрическое поле не меняет характера маятниковых полос и линий смещения; видимо, чувствительность двухкристалльных систем мала для обнаружения структурных искажений, возникающих в кремниевых кристаллах под действием электрического поля (рис.8).

Таким образом, экспериментально однозначно доказано, что под действием постоянного электрического поля даже в неполярных кристаллах, каковыми являются кристаллы кремния, возникают структурные искажения, которые достаточно долгое время (десятки часов) после снятия поля не исчезают.

3. Обсуждение результатов

Изменение муаровых картин – результат деформации блоков интерферометра, которая обусловлена силами, действующими со стороны поля. Известно, что плотность этих сил определяется, согласно [9], выражением

$$\mathbf{F} = \rho_{\text{ст}} \mathbf{E} - \left(E^2 / 8\pi \right) \text{grad} \varepsilon + \mathbf{F}', \quad (2)$$

где $\rho_{\text{ст}}$ – плотность сторонних зарядов; $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля; ε – диэлектрическая проницаемость кристалла; $\mathbf{F}'$ – плотность силы, которой обусловлена электрострикция. В рассмотренном случае, так как интерферометр изготовлен из полупроводника *n*-типа, плотность $\rho_{\text{ст}}$ в основном определяется зарядами доноров. Образец, из которого изготовлены интерферометры, имел удельное сопротивление порядка 100–200 Ом см, что соответствует концентрации зарядов порядка 10^{14} см^{-3} .

Оценка членов правой части уравнения (2) показывает, что первый член на три порядка больше, чем второй и третий. Следовательно, деформация кристалла, помещенного в электрическое поле, в основном обусловлена первым членом, т.е. $\mathbf{F} \approx \rho_{\text{ст}} \mathbf{E}$. Эта сила приводит к относительной деформации порядка 10^{-6} – 10^{-7} , что и обнаруживается в эксперименте.

Таким образом, на основе результатов исследований приходим к следующим основным выводам:

1. Впервые рентгеноинтерферометрическим методом в неполярных кристаллах, в частности, в полупроводниковых кристаллах кремния, обнаружены структурные искажения, вызванные действием постоянного электрического поля.
2. Показано, что с увеличением напряженности электрического поля период муаровых картин уменьшается (деформация кристаллов возрастает). При определенных значениях напряженности электрического поля муаровая картина исчезает (деформация настолько увеличивается с ростом напряженности электрического поля, что нарушается условие динамического рассеяния рентгеновских лучей).

ЛИТЕРАТУРА

1. У.Кеди. Пьезоэлектричество и его практическое применение. М., ИЛ, 1949.
2. П.А.Безирганян, В.И.Авунджян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, **1**, 147 (1966).

3. **Ф.Иона, Д.Ширане.** Сегнетоэлектрические кристаллы. М., Мир, 1965.
4. **В.И.Иверонова, Г.П.Ревкевич.** Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., изд. МГУ, 1972.
5. **З.Г.Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982.
6. **U.Bonse, W.Graeff.** J. Appl. Phys., **22**, 93 (1977).
7. **А.О.Абоян, С.Г.Агбальян.** Вестник Инженерной академии Армении, **5**, 379 (2008).
8. **П.А.Безирганян, С.Е.Безирганян.** Уч. зап. ЕГУ, **1**, 52 (1986).
9. **Дж.А.Стрэттон.** Теория электромагнетизма. М., ГИТЛ, 1948.

**ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՋԱՅԱԾ
ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԱՅԻՆ ԱՂԱՎԱՂՈՒՄՆԵՐԸ**

Ա.Հ. ԱԲՈՅԱՆ

Ռենտգենախիտեֆերաչափական մեթոդով ոչ բևեռային, մասնավորապես, կիսահաղորդչային սիլիցիումի բյուրեղներում դիտված են հաստատուն էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ հարուցված կառուցվածքային աղավաղումներ: Ցույց է տրված, որ դաշտը փոփոխում է մուարի շերտերի հաճախությունը (պարբերությունը) և ուղղությունը, իսկ 1.5 կՎ պոտենցիալների տարբերության դեպքում մուարի պատկերները վերանում են: Մուարի պատկերը, որն ստացվում է էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ, կախված չէ դաշտի ուղղությունից (բևեռականությունից), երկու բևեռականությունների դեպքում էլ ստացվում են միանգամայն միատեսակ պատկերներ:

**STRUCTURAL DISTORTIONS OF SEMICONDUCTING SILICON CRYSTALS
CAUSED BY A PERMANENT ELECTRIC FIELD**

A.H. ABOYAN

Structural distortions in nonpolar, particularly, in semiconducting silicon crystals, caused by a permanent electric field, have been revealed by means of X-ray interferometry. It was shown that both the direction of moiré fringes and the frequency (period) are changed in the field, and that the moiré patterns disappear at values of potential difference in excess of 1.5 kV. The moiré pattern obtained under the action of electrostatic field is independent of the direction (polarity) of the field, the patterns for both polarities being completely identical.

УДК 548.732

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЛАКОКРАСОЧНЫХ СОПОЛИМЕРОВ ПОД ВЛИЯНИЕМ СТАРЕНИЯ

А.А. МАРТИРОСЯН¹, Ц.Р. СТЕПАНЯН², А.А. БУЛОЯН¹

Ереванский государственный университет, Армения

Институт общей и неорганической химии НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 17 июля 2011 г.)

Лакокрасочные материалы, применяемые в качестве покрытий от ржавчины и коррозии, со временем претерпевают структурные изменения, приводящие к ухудшению их физических и механических характеристик. Рентгенодифракционным методом исследована внутренняя структура нового модифицированного силикатного покрытия в зависимости от старения. Показано, что со старением в образцах появляются новые кристаллические образования, которые значительно ухудшают их эксплуатационные свойства.

Общеизвестно применение многих защитных покрытий (краски, эмали, инертные металлические покрытия) для предотвращения коррозии металлических конструкций. Наиболее удобными и экономически выгодными считаются лакокрасочные покрытия. Они обладают малой газопроницаемостью и устойчивостью относительно воды и водных растворов, хорошо предохраняют металлические конструкции от вредных воздействий агрессивных компонентов атмосферы [1,2]. Тем не менее, они под влиянием внешних условий со временем претерпевают структурные изменения, что приводит к значительному снижению их полезных технических качеств.

В работе [3] нами было проведено структурное исследование нового силикатного покрытия, модифицированного этинолом и эпоксидной смолой, синтезированного в институте общей и неорганической химии НАН РА. В настоящей работе мы попытались рентгенодифракционным методом выяснить, как влияет процесс старения на структуру предложенного силикатного покрытия.

Рентгеновские дифрактограммы получались излучением CuK_α на дифрактометре УРД-63, $U = 25$ кв, $I = 25$ мА. С помощью вискозиметра ГИС предварительно определялась степень вязкости полученных образцов в течение всего процесса высыхания. Конечная степень вязкости исследуемых образцов составляла 10^6 пуаз. Сразу после сушки в течение нескольких недель от образцов ежедневно снимались дифракционные кривые.

На рис.1 приведены некоторые характерные дифракционные кривые,

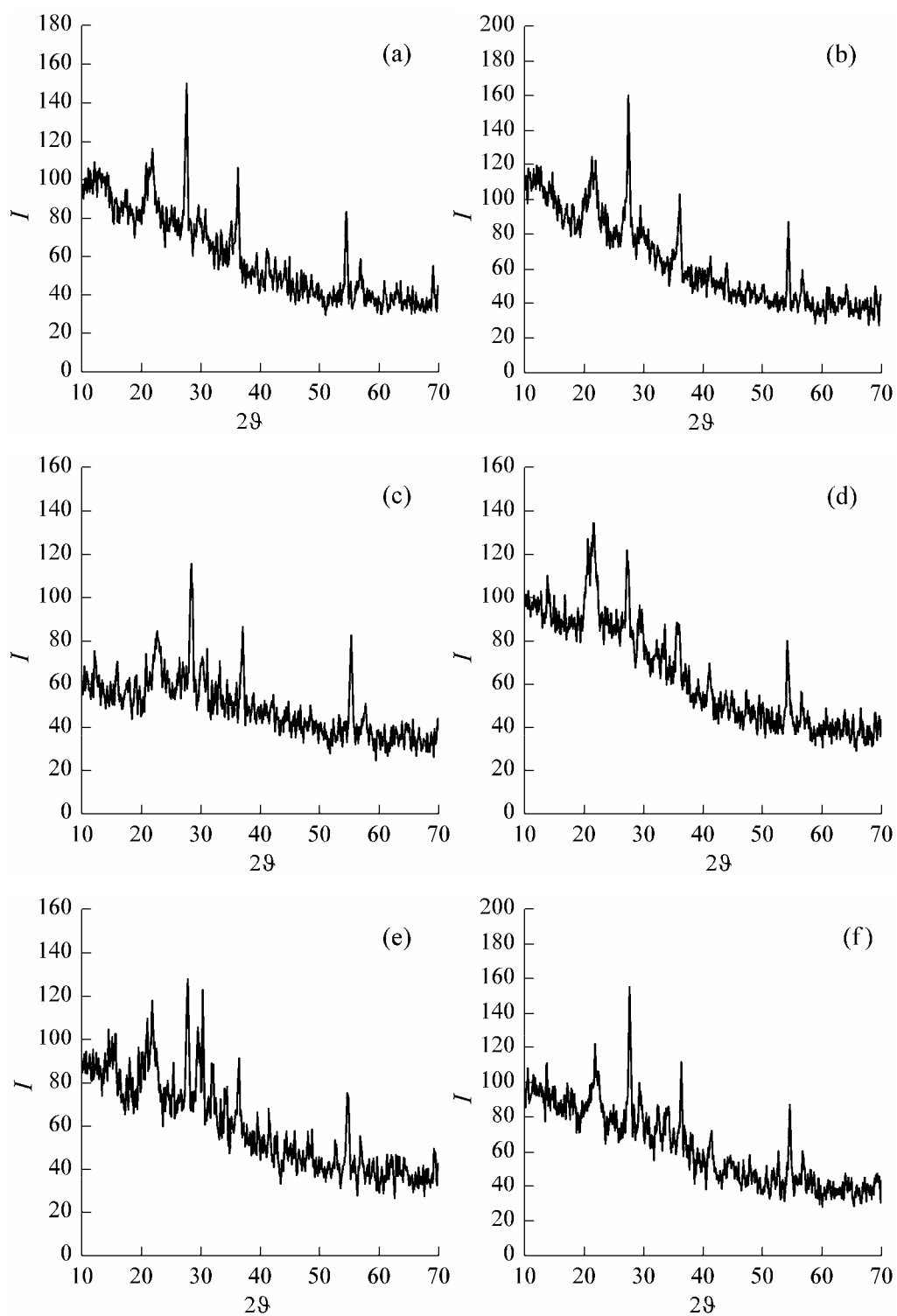


Рис.1 Рентгенодифракционные кривые от этиноль-эпоксидного покрытия со старением. Даты измерений: а)15.07, б) 16.07, в) 29.07, д) 30.07, е) 31.07, ф) 6.08.

соответствующие началу, середине и концу срока исследований. По этим дифракционным кривым определялись углы отражения и межплоскостные расстояния. Были рассчитаны также размеры новых кристаллических образований, для чего использовалась формула Шеррера $L = (0.9\lambda/\beta \cos \vartheta)R$ [4], где L – размер кристаллита, λ – длина волны используемого рентгеновского излучения, β – полуширина дифракционной линии, ϑ – угол Брэгга, R – расстояние от образца до счетчика. Величина β определялась отношением интегральной интенсивности дифракционного максимума к высоте. Результаты расчетов приведены в табл.1 и 2.

Табл. 1.

дни	15.07		16.07		29.07		30.07		6.08	
номер диффр. макс.	ϑ	$d, \text{\AA}$	ϑ	$d, \text{\AA}$	ϑ	$d, \text{\AA}$	ϑ	$d, \text{\AA}$	ϑ	$d, \text{\AA}$
1	10°21'	4.08	10°52'	4.3	11°06'	4	10°51'	4.08	11°	4.03
2	13°06'	3.41	13°06'	3.41	14°06'	3.16	13°12'	3.42	13°36'	3.28
3	18°07'	2.49	18°	2.49	18°06'	2.48	18°16'	2.46	17°	2.63
4	27°08'	1.69	27°07'	1.54	27°36'	1.66	27°12'	2.18	27°16'	1.68

Табл. 2.

дни	15.07		30.07		6.08	
Номер диффр. макс.	$\beta, \text{мм}$	$L, \text{\AA}$	$\beta, \text{мм}$	$L, \text{\AA}$	$\beta, \text{мм}$	$L, \text{\AA}$
1	6.07	45.3	5.51	49.9	4.56	49.9
2	2.47	112.5	1.92	144.7	2.16	130.9
3	3.73	76.2	2.05	138.5	3	94.8
4	2.82	102.2	2.58	117.8	3.88	20.5

Как следует из табл.1, со старением претерпевают некоторые изменения как углы отражения ϑ , так и межплоскостные расстояния d .

Дифракционные кривые содержат линии всех компонентов, входящих в состав лакокрасочного сополимера. В частности, дифракционные максимумы 1 и 2 ($\vartheta=10^\circ21'$, $d=4.08 \text{ \AA}$ и $\vartheta=13^\circ06'$, $d=3.41 \text{ \AA}$) соответствуют дифракционным максимумам бентонита [5], а дифракционный максимум 4 – линии туфа ($\vartheta=27^\circ36'$, $d=1.69 \text{ \AA}$) [6].

При внимательном рассмотрении дифрактограмм видно возникновение новых максимумов, соответствующих $\vartheta=7^\circ$, 20° и 29° . Появление новых максимумов можно объяснить процессами, происходящими в лакокрасочном сополимере. Добавление в этиноль-эпоксидный сополимер таких включений, как бентонит, туф, окись титана, может провоцировать как дальнейшую полимери-

зацию, так и создавать зародыши новых кристаллитов, которые со временем, увеличиваясь, появляются на дифрактограмме.

Кроме того, известно [7], что в процессе полимеризации объем полимеризованного вещества меньше объема мономерного, так как химические связи полимера короче межмолекулярных связей мономера. Это приводит к тому, что микрочастицы добавок перераспределяются в возникающем свободном межмолекулярном пространстве матрицы, тем самым увеличивая интегральную интенсивность дифракционных максимумов.

Как было упомянуто выше, с помощью формулы Шеррера были рассчитаны также размеры возникающих кристаллитов (табл.2). Сравнивая размеры кристаллитов для одних и тех же дифракционных максимумов, замечаем изменения, происходящие при старении образца. Однако говорить о какой-либо закономерности не приходится.

Исходя из полученных данных, можно сделать следующие выводы: 1) полученное новое антикоррозионное покрытие является механической смесью наполняющих веществ; 2) при старении покрытия происходит перераспределение частиц наполнителей, что приводит к изменению интегральных интенсивностей; 3) со временем на дифракционных кривых возникают новые максимумы, появление которых можно объяснить процессом полимеризации в покрытии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.Н.Овчян.** Противокоррозионная эмаль. В сб. «Информационные технологии и управление», Энциклопедия-Армения, т.2-1, с.126-130, 2006.
2. **В.Н.Овчян.** Эмаль для противокоррозионных покрытий. Тезисы докладов Международной конференции по химической технологии, т.1, М., 2007, с.227.
3. **В.Г.Овчян, Ц.Р.Степаян, А.А.Мартirosян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 56 (2011).
4. **Я.С.Уманский.** Рентгенография металлов и полупроводников. М., Металлургия, 1969.
5. **Д.П.Толстенко, О.В.Вяткинс.** Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского, „Биология и химия“, **20**, 158 (2007).
6. **Н.В.Логвиненко, Э.М.Сергеева.** Методы определения осадочных пород. Ленинград, Недра, 1986.
7. **А.А.Тагер.** Физико-химия полимеров. М., Химия, 1968.

INVESTIGATION OF STRUCTURAL CHANGES OF PAINT-AND-VARNISH COPOLYMERS UNDER INFLUENCE OF AGEING

A.H. MARTIROSYAN, T.R. STEPANYAN, H.A. BULOYAN

Many coating compositions used as coverings from a rust and corrosion, in due course undergo structural changes which result in deterioration of their physical-mechanical properties and consequently to wear. We investigated the internal structure of new modified silicate coverings depending on ageing by X-ray diffraction method. It is shown that with ageing in samples new crystalline formations appear which greatly worsen their operating ability with ageing.

К 70-летию Эдуарда Мушеговича Казаряна

16 января 2012 года исполняется 70 лет со дня рождения известного армянского ученого, специалиста в области физики твердого тела и наноэлектроники, академика НАН Армении, доктора физико-математических наук, профессора, заведующего кафедрой общей и теоретической физики Российско-Армянского (Славянского) университета Эдуарда Мушеговича Казаряна.

Э.М. Казарян родился 16 января 1942 г. в Ереване, в семье известного журналиста М.А. Казаряна. В 1959 г. он поступил на физический факультет Ереванского государственного университета. С четвертого курса перевелся в Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, который в 1965 г. окончил с отличием по специальности “Физика”. В 1969 г., после окончания аспирантуры и службы в рядах вооруженных сил, вернулся на родину, где в 1970 г. защитил кандидатскую, в 1981 г. – докторскую диссертации. В 1983 г. получил ученое звание профессора, а в 1996 г. был избран действительным членом НАН РА по специальности “Физика твердого тела”.

Э.М. Казаряна можно по праву считать основателем направления физики низкоразмерных систем и полупроводниковых наноструктур в Армении. После защиты кандидатской диссертации, посвященной новым механизмам оптического поглощения в полупроводниках, результаты которой сразу привлекли внимание научной общественности (их начали цитировать не только в статьях, но и в монографиях), научные интересы Э.М. Казаряна неразрывно связаны с изучением влияния эффектов размерного квантования на электронные и оптические характеристики полупроводников. Уже тогда, благодаря своей исключительной физической интуиции, Э.М. Казарян понял, насколько широкие возможности открывает перед учеными и технологами зарождающееся новое направление в физике полупроводников, связанное с квантовыми эффектами в наноразмерных системах. С начала 70-ых годов им были выполнены пионерские работы в области оптики низкоразмерных систем, предложены новые механизмы оптического поглощения и выявлены новые эффекты, присущие исключительно размерно-квантованным системам. Им был проведен последовательный учет влияния экситонных эффектов, примесных состояний, непараболичности закона дисперсии носителей заряда на характер оптического поглощения в полупроводниковых наноструктурах.

Другим важным этапом научной деятельности Э.М. Казаряна является цикл исследований, связанный с изучением резонансного взаимодействия лазерного излучения с твердым телом: оптика примесных полупроводников в поле лазерного излучения, взаимодействие сильной электромагнитной волны с колебаниями кристаллической решетки и т.д.

В последние годы научные интересы Э.М. Казаряна и его научной школы связаны с теоретическими исследованиями одноэлектронных, многоэлектронных, экситонных и примесных систем, а также оптических характеристик полупроводниковых квантовых точек с нетривиальной геометрией: эллипсоидальные и линзообразные квантовые точки, квантовые кольца, сферические, цилиндрические, серповидные квантовые слои. Результаты этих исследований

докладывались на многочисленных международных конференциях, в том числе и в качестве приглашенных докладов. Наиболее важные из полученных результатов были включены в две обзорные главы, написанные Э.М. Казаряном совместно с учениками для энциклопедии ЮНЕСКО “Нанонаука и нанотехнологии”.

В разные годы Э.М. Казаряном осуществлялась также большая научно-организационная работа как в качестве министра образования и науки Армении с 1999 по 2001 года, так и на посту вице-президента НАН с 2002 по 2005 года.

Наряду с активной научной деятельностью проф. Э.М. Казаряном проводится огромная научно-педагогическая и просветительская деятельность. Под его непосредственным руководством и при научном консультировании было защищено более 30-и кандидатских и 6 докторских диссертаций. Он является одним из основателей Физико-технического факультета в Российско-Армянском (Славянском) университете, совместно с Институтом радиофизики и электроники НАН Армении лаборатории “Полупроводниковой электроники”, а также основателем и руководителем кафедры общей и теоретической физики РАУ. Э.М. Казарян является соавтором первой монографии “Физические основы наноэлектроники” на армянском языке, посвященной физическим процессам, происходящим в полупроводниковых наноструктурах, а также ряд вузовских учебников по общей физике и физике твердого тела.

Большое внимание Э.М. Казарян уделяет проблемам школьной физики. Он соавтор и один из редакторов новых базовых школьных учебников по физике для общеобразовательных школ с 7-ого по 12-й классы. Э.М. Казарян также является редактором-основателем научно-методического журнала для школьников “Бнагет”.

Э.М. Казарян активно участвует в научной и организационной деятельности НАН РА. Он является членом президиума НАН, главным редактором научно-популярного журнала НАН Армении “В мире науки”, заместителем председателя специализированного совета при Ереванском государственном университете по присуждению ученых степеней кандидата и доктора физико-математических наук по специализации 01.04.10 “Физика полупроводников”.

Научные достижения Э.М. Казаряна нашли должное признание со стороны научной общественности, свидетельством чего являются сотни ссылок на его статьи. В 1976 году ему было присуждено почетное звание лауреата премии Ленинского комсомола Армении в области науки и техники за цикл работ по теории экситонной физики в полупроводниковых средах, а за цикл научных работ по электронным и оптическим свойствам полупроводниковых наноструктур Э.М. Казарян вместе с учениками был удостоен Премии президента Армении по физике за 2007 год.

Высоко оценена также педагогическая и государственная деятельность Э.М. Казаряна. В 1972 году он был удостоен медали им. Х. Абовяна, а в 2011 году ему присудили медаль им. Анания Ширакаци.

Свое 70-летие академик Казарян встречает в добром здравии, в присутствии бодрого духа, полный творческих планов. Нам остается пожелать ему крепкого здоровья, семейного счастья и успешной реализации намеченных планов.

Редколлегия

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются оригинальные статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 15 страниц, включая рисунки. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на принтере через 2 интервала. При наборе статьи следует использовать редактор MS Word.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. В тексте статьи и на рисунках латинские символы следует приводить курсивом, а греческие – прямо. Векторы обозначаются жирным шрифтом, без стрелок. В индексах символов необходимо использовать английские обозначения.

6. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

7. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

8. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

9. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

10. Автор передает редакции журнала "Известия НАН Армении, Физика" исключительное право на воспроизведение, распространение статьи в периодической печати, а также на ее перевод на английский язык для переиздания в журнале "Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)".

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 0019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Գ. Եղիազարյան. (O_2, O_7) ինտերֆերենցիայի հաշվարկը $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma \gamma$ տրոհման համար	3
Ռ.Հ. Ավագյան, Ա.Է. Ավետիսյան, Ի.Ա. Քերոբյան, Ս.Պ. Թարոյան, Ա.Ս. Դանագուլյան, Ռ.Ս. Միրզոյան, Կ.Ս. Բունյաթով, Ռ.Յ. Սարգսյան, Ս.Ա. Ղալումյան, Վ.Ս. Եզանով, Ա.Ա. Հովհաննիսյան, Հ.Ս. Վարդանյան, Վ.Բ. Ղավալյան, Վ.Ց. Նիկողոսյան, Վ.Ս. Հայրապետյան, Ա.Զ. Բաբայան, Ա.Ա. Մաթոսյան, Ս.Վ. Ժամկոչյան, Ռ.Կ. Դալլակյան. Գծային արագացուցչի միջոցով բժշկական նպատակների համար ռադիոակտիվ իզոտոպների արտադրության հնարավորության ուսումնա-սիրության փորձարարական սարքավորում	9
Ս.Ռ. Արզումանյան. Դիէլեկտրական գնդի շուրջը պտտվող լիցքավորված մասնիկների շղթայի ճառագայթման առանձնահատկությունները	17
Վ.Գ. Բաբաջանյան, Ռ.Բ. Կոստանյան, Պ.Հ. Սուժիկյան. $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}-\text{Er}^{3+}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ և $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ բյուրեղների լյումինեսցենսման կինետիկան խառնուկային ենթա-համակարգի ընտրովի գրգռումների դեպքում	25
Ա.Լ. Ասլանյան, Լ.Ս. Ասլանյան, Ս.Կ. Նազարյան. Օպտիկա-մեխանիկական համանմանությունը բեվեռացումային օպտիկայի խնդիրներում	34
Ար.Ա. Կիրակոսյան. Ցանցա-ոսպնյակային դիսպերսային հապաղման գիծ	42
Ա.Ա. Դանդելոսյան, Ռ.Ս. Հակոբյան. Ֆեռոէլեկտրական նանոմասնիկներով հարս-տացված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում Ֆրեդերիկսի էլեկտրական անցման շեմի անկումը	47
Ա.Ը. Վահանյան. Բազմահովիտ կիսահաղորդչի թերմոէլշուն	52
Ա.Հ. Աբոյան. Հաստատուն էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ կիսահաղորդչային սի-լիցիումի բյուրեղներում առաջացած կառուցվածքային աղավաղումները	56
Ա.Հ. Մարտիրոսյան, Տ.Ռ. Ստեփանյան, Հ.Ա. Բուլոյան. Մերացումից առաջացած ներկալաքապատող համապոլիմերների կառուցվածքային փոփոխությունների ուսումնասիրություն	64
Է.Ս. Ղազարյանի 70 ամյակին	68

CONTENTS

A.G. Eghiazaryan. Calculation of (O_2, O_7) interference for $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma \gamma$ decay	3
R.H. Avagyan, A.E. Avetisyan, I.A. Kerobyan, S.P. Taroyan, A.S. Danagulyan, R.M. Mirzoyan, K.S. Bunyatov, R.Ts. Sargsyan, S.A. Galumyan, V.S. Yegyanov, A.A. Oganessian, H.S. Vartanyan, V.B. Gavalyan, V.Ts. Nikogosyan, V.S. Ayrapetyan, A.Z. Babayan, A.A. Matosyan, S.V. Jamkochyan, R.K. Dal-lakyan. Experimental plant for investigation of the possibility of production of medicine intended isotopes on the basis of linear accelerator	9
S.R. Arzumanyan. Features of radiation from a chain of relativistic charged particles rotating about a dielectric ball	17
V.G. Babajanyan, R.B. Kostanyan, P.H. Muzhikyan. Luminescence kinetics of $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}-\text{Er}^{3+}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ and $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ crystals under selective excitations in the impurity subsystem	25
A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, S.K. Nazaryan. Optical-mechanical analogy in problems of polarization optics	34
Ar.A. Kirakosyan. Grating-lens dispersive delay line	42
A.A. Ghandevosyan, R.S. Hakobyan. Decrease in the threshold of electric Fréedericksz transition in nematic liquid crystals doped with ferroelectric nanoparticles	47
A.I. Vahanyan. On the thermal emf of a multivalley semiconductor	52
A.H. Aboyan. Structural distortions of semiconducting silicon crystals caused by a permanent electric field	56
A.H. Marrirosyan, T.R. Stepanyan, H.A. Buloyan. Investigation of structural changes of paint-and-varnish copolymers under influence of ageing	64
On the 70th birthday of E.M. Kazaryan	68

СОДЕРЖАНИЕ

А.Г. Егиазарян. Вычисление интерференции (O_2, O_7) для распада $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma\gamma$	3
Р.О. Авакян, А.Э. Аветисян, И.А. Керобян, С.П. Тароян, А.С. Данагулян, Р.М. Мирзоян, К.С. Бунятов, Р.Ц. Саркисян, С.А. Галумян, В.С. Еганов, А.А. Оганесян, Г.С. Вартанян, В.Б. Гавалян, В.Ц. Никогосян, В.С. Айрапетян, А.З. Бабаян, А.А. Матосян, С.В. Жамкочян, Р.К. Даллакян. Экспериментальная установка для исследования возможности производства радиоактивных изотопов для медицинских целей на базе линейного ускорителя.....	9
С.Р. Арзуманян. Особенности излучения цепочки релятивистских зарядов, вращающихся вокруг диэлектрического шара.....	17
В.Г. Бабаджанян, Р.Б. Костанян, П.Г. Мужикян. Кинетика люминесценции кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}-\text{Er}^{3+}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ при селективных возбуждениях в примесной подсистеме.....	25
А.Л. Асланян, Л.С. Асланян, С.К. Назарян. Оптико-механическая аналогия в задачах поляризационной оптики.....	34
Ар.А. Киракосян. Решеточно-линзовая дисперсионная линия задержки.....	42
А.А. Кандевосян, Р.С. Акопян. Снижение порога электрического перехода фредерикса в нематическом жидком кристалле с внедренными ферроэлектрическими наночастицами.....	47
А.И. Ваганян. О термоэдс многодолинного полупроводника.....	52
А.О. Абоян. Структурные искажения полупроводниковых кристаллов кремния, вызванные действием постоянного электрического поля.....	56
А.А. Мартиросян, Ц.Р. Степанян, А.А. Булоян. Исследование структурных изменений лакокрасочных сополимеров под влиянием старения.....	64
К 70-летию Эдуарда Мушеговича Казаряна.....	68

Заказ № 338

Тираж 150. Сдано в набор 17.10.2011.

Подписано к печати 28.10.2011. Печ. л. 4.5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.