

ISSN 0002-3035

ФИЗИКА • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

43, N1, 2008

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

43

№ 1

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2008

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ
ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

ՖԻԶԻԿԱ
ՖԻԶԻԿԱ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

43

№ 1

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

2008

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

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 621.373

ЗАПИСЬ ИНТЕНСИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Г.Г. ГРИГОРЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 12 сентября 2007 г.)

Исследована возможность записи оптической информации в средах с быстрыми релаксациями в случае произвольных интенсивностей пробного и управляющего импульсов. С учетом первых нестационарных поправок получено аналитическое решение самосогласованной системы уравнений распространения и матрицы плотности. Предложена новая схема записи, которая позволяет существенно уменьшить оптическую длину, необходимую для записи информации.

1. Введение

В последние десятилетия в области квантовой информатики появилось большое количество экспериментов, посвященных взаимодействию трехуровневой атомарной резонансной среды с двумя лазерными полями (см., например, обзоры [1,2]). В частности, была продемонстрирована принципиальная возможность записи квантовой информации как в Бозе-конденсате [3], так и в газовой фазе [4]. В дальнейшем усилия исследователей сосредоточились, в основном, на осуществлении записи информации в твердотельных системах [5-7], которые являются более привлекательными с точки зрения квантовой информатики [8]. В отличие от газов, твердые тела обладают более высокой плотностью резонансных атомов, отсутствием диффузии, компактностью и т.д. Основным недостатком твердотельных материалов являются сильные неоднородные уширения и большая скорость дефазировки. Так, например, в кристаллических пленках, допированных редкоземельными металлами, скорости поперечной релаксации составляют десятки ГГц [9]. Для уменьшения неоднородного уширения в ряде работ было предложено использовать так называемый метод выжигания дырки [10], что позволило успешно осуществить когерентный перенос населенности в таких материалах [11]. Однако метод выжигания дырки реально приводит к уменьшению оптической длины используемых образцов, в то время как для эффективной записи оптической информации эта длина должна быть больше единицы. Даже пренебрежимо малое поглощение, накапливаясь на таких больших длинах, приводит к существенной потере информации.

Возможность записи и воспроизведения оптической информации в резонансных средах исследовалась в основном в линейном по пробному полю приближении. Численное моделирование этой задачи без ограничений на интенсивность пробного поля было

проведено в работе [12]. Аналитические исследования были выполнены в [13] в пределе коротких импульсов, длительности которых много меньше всех времен релаксаций. В то же время длительности импульсов предполагались достаточно большими, чтобы обеспечить адиабатичность взаимодействия.

Целью настоящей работы является аналитическое исследование возможности записи информации в случае произвольных времен релаксаций и произвольных интенсивностей пробного и связующего полей. Детальное исследование этой задачи показало, что при подборе подходящих материалов возможно существенное уменьшение оптической длины, необходимой для записи интенсивных коротких импульсов в твердотельной среде, что делает использование метода выжигания дырки более эффективным.

2. Решение уравнений распространения

Динамика распространения двух лазерных импульсов в среде, состоящей из Λ -атомов, в приближении медленно меняющихся амплитуд описывается укороченной системой уравнений Максвелла, которые в бегущей системе координат $x = x', t = t - x'/c$ можно записать в следующем виде [2]:

$$\frac{\partial \Omega_p}{\partial x} = i q_p \rho_{31}, \quad \frac{\partial \Omega_c}{\partial x} = i q_c \rho_{32}. \quad (1)$$

Здесь через $\Omega_{p,c}$ обозначены частоты Раби взаимодействующих полей, $\Omega_{p,c} = E_{p,c} \mu_{p,c} / \hbar$, где $E_{p,c}$ (амплитуды пробного и связующего полей (см. рис.1), $\mu_{p,c}$ - дипольные моменты соответствующих атомных переходов; $q_{p,c}$ - коэффициенты связи ($q_{p,c} = 2\pi\omega_{p,c}\mu_{p,c}^2 N / \hbar c$), а $\rho_{i,j}$ - недиагональные элементы матрицы плотности, определяемой из системы уравнений

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \gamma_1 \rho_{33} - 2 \operatorname{Im}(\Omega_p^* \rho_{31}), \\ \dot{\rho}_{22} &= \gamma_2 \rho_{33} - 2 \operatorname{Im}(\Omega_c^* \rho_{32}), \\ \dot{\rho}_{33} &= -(\gamma_1 + \gamma_2) \rho_{33} + 2 \operatorname{Im}(\Omega_p \rho_{31}) + 2 \operatorname{Im}(\Omega_c^* \rho_{31}), \\ \dot{\rho}_{31} &= -(\Gamma + i\Delta) \rho_{31} + i\Omega_p (\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_c \rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{32} &= -(\Gamma - i\Delta) \rho_{32} + i\Omega_c (\rho_{22} - \rho_{33}) + i\Omega_p \rho_{12}, \\ \dot{\rho}_{21} &= -(\gamma_c + i\delta) \rho_{21} - i\Omega_p \rho_{32}^* + i\Omega_c^* \rho_{31}, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ_1 и γ_2 - скорости спонтанной релаксации с уровня 3 на уровни 1 и 2, соответственно, Γ - скорость поперечной релаксации, а γ_c - скорость распада когерентности между метастабильными уровнями 1(2); Δ и δ - одно- и двухфотонные расстройки от резонанса, $\Delta = \omega_{31} - \omega_p$, $\delta = \omega_{21} - \omega_1 + \omega_2$.

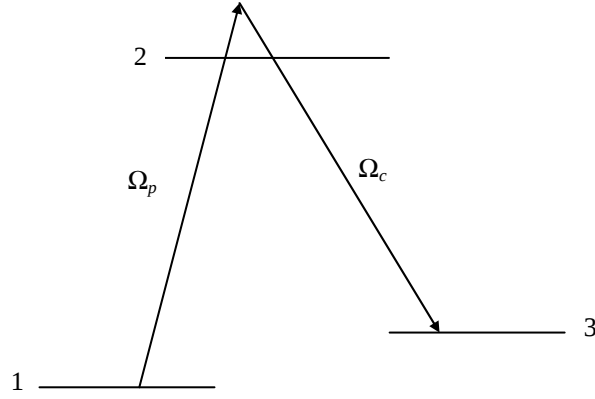


Рис.1.

Конфигурация атомных уровней в схеме, взаимодействующей с двумя лазерными импульсами.

Граничными условиями для уравнений Максвелла являются заданные на входе в среду временные огибающие импульсов $E_{p,c0}(t)$. А за начальные условия для уравнений матрицы плотности примем предположение, что все атомы среды до взаимодействия с лазерными полями находились в состоянии $|1\rangle$, т.е.

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= 1, & \rho_{22} &= \rho_{33} = 0, \\ \rho_{21} &= \rho_{31} = \rho_{32} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

В дальнейшем, для упрощения расчетов и наглядности полученных результатов, будем считать длительности импульсов много меньшими времени релаксации когерентности (которое, как правило, составляет микросекунды) и пренебрегать членами, пропорциональными γ_c .

Решение уравнений для матрицы плотности будем искать, следуя стандартной процедуре нестационарной теории возмущений: $\rho_{ij} = \rho_{ij}^0 + \rho_{ij}^1$, где ρ_{ij}^0 - стационарное решение системы (2):

$$\begin{aligned} \rho_{33}^0 &= \rho_{31}^0 = \rho_{32}^0 = 0, & \rho_{11}^0 &= \cos^2 \theta, & \rho_{22}^0 &= \sin^2 \theta, \\ \rho_{21}^0 &= -\sin \theta \cos \theta \exp\{i(\varphi_p - \varphi_c)\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введены принятые в литературе обозначения для угла смешения и обобщенной частоты Раби: $\theta = \arctan |\Omega_p| / |\Omega_c|$; $\Omega^2 = |\Omega_p|^2 + |\Omega_c|^2$, а $\varphi_{p,c}$ - фазы комплексных амплитуд полей.

Подчеркнем, что в нулевом приближении релаксационные константы в стационарное решение не входят. В первом порядке теории возмущений получаем:

$$\begin{aligned} \rho_{33}^1 &= 0, & \rho_{11}^1 &= \sin 2\theta \frac{\Gamma \dot{\theta}}{\Omega^2}, & \rho_{22}^1 &= -\rho_{11}^1, \\ \rho_{21}^1 &= \cos 2\theta \frac{\Gamma \dot{\theta}}{\Omega^2} \exp\{i(\varphi_p - \varphi_c)\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\rho_{31}^1 &= i \frac{\Omega_p \dot{\theta}}{\Omega^2} (\sin 2\theta + \cot \theta \cos 2\theta), \\ \rho_{32}^1 &= i \frac{\Omega_c \dot{\theta}}{\Omega^2} (-\sin 2\theta + \tan \theta \cos 2\theta).\end{aligned}\tag{5}$$

Таким образом, нестационарная теория возмущений дает корректное решение уравнений для матрицы плотности при следующих условиях:

$$\Omega T \gg 1, \quad \Omega^2 T / \Gamma \gg 1, \quad \Omega^2 / \Gamma \gamma_c \gg 1.\tag{6}$$

Первое из этих условий является условием адиабатичности взаимодействия; второе условие означает, что время взаимодействия должно быть много больше времени затухания системы в темное состояние Γ / Ω^2 ; третье условие означает, что время распада когерентности (т.е. $1 / \gamma_c$) много больше времени затухания системы в темное состояние. Как следует из этих неравенств, в случае сильных релаксаций, т.е. при условии $\Gamma T \gg 1$, условие на параметр адиабатичности становится более жестким, а именно:

$$\Omega^2 T^2 \gg \Gamma T.\tag{7}$$

В литературе часто можно встретить утверждение, что условие адиабатичности взаимодействия не является необходимым условием и управляющий импульс может иметь прямоугольную форму. Действительно, как показано в работе [14], в случае прямоугольного управляющего импульса также возможна хорошая запись информации. Однако параметр T , входящий в приведенные выше неравенства, характеризует время взаимодействия и связан с пробным импульсом, который включается позже и выключается раньше управляющего. Таким образом, хотя адиабатичность по управляющему импульсу может нарушаться при включении и выключении этого импульса, адиабатичность в течение времени взаимодействия импульсов является необходимым условием формирования темного состояния.

Переходя к уравнениям распространения и используя решения (4)-(5), можно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{1}{u} \frac{\partial \theta}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Omega^2}{Q} \right) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial x} (\Phi_{p,c}) &= 0,\end{aligned}\tag{8}$$

где Q - двухфотонная сила осциллятора, $Q = q_p q_c (q_c \sin^2 \theta + q_p \cos^2 \theta)$, а u - нелинейная групповая скорость: $u^{-1} = q_p q_c / Q \Omega^2$.

Если на входе в среду Φ_p, Φ_c постоянные, то при распространении в среде они не будут изменяться. Отметим, что последнее утверждение справедливо только при точном двухфотонном резонансе. Развитие в среде фазовой самомодуляции при отличной от нуля

двухфотонной расстройке было проанализировано в [13].

Таким образом, мы получаем на первый взгляд парадоксальный результат: релаксационные константы не влияют на распространение импульсов и полученная система уравнений совпадает с детально исследованной в работе [13], в которой рассматривались короткие импульсы, длительности которых были много меньше всех времен релаксаций. Однако, полученная в работе [13] система уравнений была справедлива при условии адиабатичности взаимодействия $\Omega^2 T^2 \gg 1$, в то время как при больших скоростях релаксаций необходимо выполнение неравенства (7).

В линейном по пробному полю приближении (то есть ограничиваясь членами первого порядка малости по параметру θ) $Q = q_c$, $\Omega^2 = \Omega_{c0}^2(t)$, $u = \Omega_{c0}^2 / q_p$. Отметим, что в случае равных сил осцилляторов на смежных переходах мы опять получаем аналогичные выражения $Q = q_c = q_p$, $\Omega^2 = \Omega_0^2(t)$, $u = \Omega_0^2 / q_p$. Таким образом, в случае равных сил осцилляторов учет нелинейности по пробному полю приводит только к замене частоты Раби управляющего поля на обобщенную частоту Раби Ω^2 . Более существенно нелинейность по пробному полю проявляется только в случае неравных сил осцилляторов на смежных переходах, которая может приводить к формированию ударных фронтов и нарушению адиабатичности взаимодействия, что было показано в работах [13,15].

Решение системы уравнений (8) при различных режимах распространения было получено и исследовано в ряде работ (см., например, обзор [2]). В общем случае неравных сил осцилляторов решение для угла смещения $\theta(x,t)$ может быть представлено в следующем виде [13]:

$$\theta = \theta_0(\xi). \quad (9)$$

Здесь ξ - неявная функция, определяемая уравнением

$$\int_{-\infty}^{\xi} n_0(t') dt' = \int_{-\infty}^{t-x/c} n_0(t') dt' - \frac{q_p q_s}{Q^2(\xi)} x, \quad (10)$$

где n_0 - полная плотность потока числа фотонов на входе в среду, а $n_0 = \Omega_0^2 / Q_0$.

3. Обсуждение результатов

Как было показано в [13], для эффективной записи пробного импульса длина среды $x_{\max}$ должна удовлетворять условию

$$x_{\max} = \frac{q_c}{q_p} \frac{N_{ph}}{N}, \quad (11)$$

где N - плотность резонансных атомов в среде, а N_{ph} - общее число фотонов, проходящих через единицу площади на входе в среду в управляющем и пробном импульсах:

$$N_{ph} = c \int_{-\infty}^{\infty} (E_{p0}^2 / \hbar \omega_p + E_{c0}^2 / \hbar \omega_c) dt. \quad (12)$$

Здесь E_{p0}^2, E_{c0}^2 - заданные на входе в среду вещественные амплитуды полей.

Таким образом, при фиксированном потоке фотонов на входе в среду, выбирая среды с отношением сил осцилляторов на смежных переходах много меньше единицы, можно существенно уменьшить длину записи информации. При этом адиабатичность взаимодействия может быть обеспечена за счет пробного импульса, а интенсивность управляющего импульса может быть выбрана достаточно малой (см. рис.2).

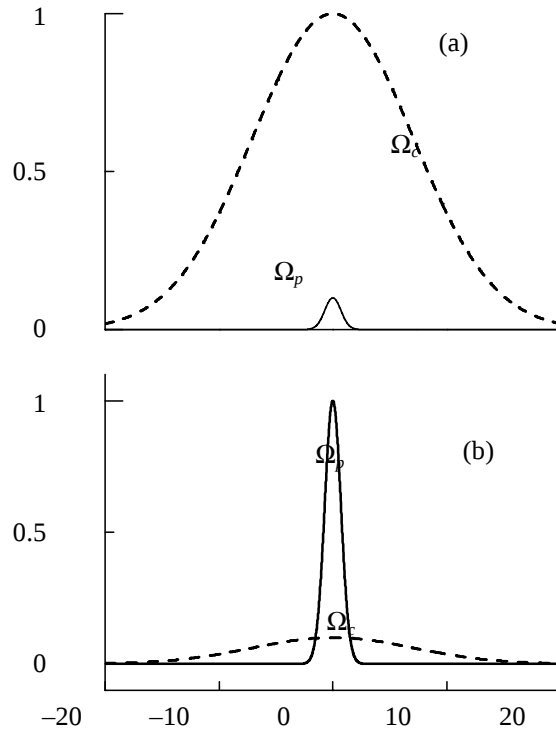


Рис.2. Временные огибающие управляющего (штриховая линия) и пробного гауссовских импульсов: а) обычная схема, используемая для записи оптической информации, б) предлагаемая схема. Длительность управляющего импульса больше длительности пробного в 10 раз.

Однако, адиабатичность взаимодействия, обеспеченная на входе в среду, может нарушаться в процессе распространения. Критерий адиабатичности взаимодействия в среде был проанализирован в работах [13,15], в которых было показано, что при условии $q_c / q_p < 1$, при распространении импульсов в (-среде на длинах, превышающих критическую длину λ_0 , происходит формирование ударных фронтов. Следовательно, критическая длина записи $x_{\max}$ должна оставаться меньше длины λ_0 , на которой происходит существенное изменение формы пробного импульса и нарушение адиабатичности взаимодействия. Как следует из подробного анализа, проведенного в [15], оптическая длина нарушения адиабатичности $z_0 = q_p x_0 / \Gamma$ может быть оценена как

$$z_0 \sim \frac{\Omega^2 T}{\Gamma(1 - q_c / q_p)}. \quad (13)$$

В то же время, как следует из (11) и (12), для оптической длины записи информации справедлива оценка

$$z_{\max} = q_p x_{\max} / \Gamma \sim \frac{T}{\Gamma} \left\{ \frac{q_c}{q_p} \Omega_p^2 + \Omega_c^2 \right\}. \quad (14)$$

Сравнивая эти два условия, нетрудно убедиться, что при $\Omega_c^2 \leq \Omega_p^2$ оптическая длина записи $z_{\max}$ будет меньше длины нарушения адиабатичности z_0 . Так, например, для импульсов, имеющих гауссовскую огибающую $\Omega_{p,c} = \Omega_{p,cm} \exp\{-(t/T_{p,c})^2\}$, получаем

$$z_{\max} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Omega_{cm}^2 T_c}{\Gamma} \left(1 + \frac{q_c T_p \Omega_{pm}^2}{q_p T_c \Omega_{cm}^2} \right).$$

Параметр $\Omega_{cm}^2 T_c / \Gamma$ может быть выбран порядка или меньше единицы, а $\Omega_{pm}^2 T_p / \Gamma \sim 10$. Если отношение $q_c / q_p \sim 0.1$, то

$$z_{\max} \sim \sqrt{\pi/2} (1 + 10 q_c / q_p) \sim \sqrt{2\pi},$$

в то время как $z_0 \sim 10$.

Подобные резонансные переходы с существенно различными силами осцилляторов на смежных переходах можно реализовать в твердотельных материалах, допированных редкоземельными элементами.

4. Заключение

Таким образом, запись оптической информации в неоднородно уширенных средах эффективнее осуществлять для интенсивных, но коротких импульсов, подбирая соответствующие резонансные атомы, в которых силы осцилляторов на смежных переходах существенно различны. При этом управляющий импульс должен иметь большую длительность, но значительно меньшую интенсивность, чем пробный. Оптическая длина при такой схеме может быть порядка единицы, в отличие от общепринятой схемы, в которой оптическая длина должна быть много большей единицы. Это позволит уменьшить потери, связанные с декогерентностью.

Время взаимодействия импульсов должно быть много больше времени затухания системы в темное состояние, но много меньше времени распада когерентности. В системах с равными силами осцилляторов влияние нелинейности по пробному полю не существенно и сводится фактически к замене частоты Раби управляющего поля на обобщенную частоту Раби.

Работа выполнена в рамках проектов ISTC No A-1095 и INTAS No 06-1000017-9234 и научно-исследовательского проекта РА 0047.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.D.Lukin.** Rev. Mod. Phys., **75**, 457 (2003).
2. **M.Fleischhauer, A.Imamoglu, J.P.Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
3. **C.Liu, Z.Dutton, C.H.Behroozi, L.V.Hau.** Nature, **409**, 490 (2001).
4. **M.D.Lukin, D.F.Phillips, A.Fleischhauer, A.Mair, R.L.Walsworth.** Phys. Rev. Lett., **86**, 783 (2001).
5. **E.Kuznetsova, O.Kocharovskaya, Ph.Hemmer, M.O.Scully.** Phys. Rev. A, **66**, 063802 (2002).
6. **A.V.Turukhin, V.S.Sudarshanam, M.S.Shahriar, J.A.Musser, B.S.Ham, P.R.Hemmer.** Phys. Rev. Lett., **88**, 023602 (2002).
7. **S.E.Yellin, P.R.Hemmer.** Phys. Rev. A, **66**, 013803 (2002).
8. **D.Bouwmeester, A.K.Ekert, A.Zeilinger.** The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation. Berlin, Springer-Verlag, 2000.
9. **M.Johnsson, K.Molmer.** Phys. Rev. A, **70**, 032320 (2004).
10. **M.S.Shahriar, P.R.Hemmer, S.Lloyd, P.S.Bhatia, A.Craig.** Phys. Rev. A, **66**, 032301 (2002).
11. **H.Goto, K.Ichimura.** Phys. Rev. A, **75**, 033404 (2007).
12. **T.N.Dey, G.S.Agarwal.** Phys. Rev. A, **67**, 033813 (2003).
13. **V.O.Chaltykian, G.G.Grigoryan, G.V.Nikoghosyan.** Phys. Rev. A, **68**, 013819 (2003).
14. **A.B.Matsko, Y.V.Rostovtsev, O.Kocharovskaya, A.S.Zibrov, M.O.Scully.** Phys. Rev. A, **64**, 043809 (2001).
15. **G.G.Grigoryan, Y.T.Pashayan.** Phys. Rev. A, **64**, 013816 (2001).

ԻՆՏԵՆՍԻՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԳՐԱՆՑՈՒՄԸ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ

Գ.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է օպտիկական ինֆորմացիայի գրանցման հնարավորությունը արագ ռելաքսացիաներով միջավայրերում փորձական և դեկավարող իմպուլսների կամայական ինտենսիվությունների դեպքում: Ստացված է տարածման և խտության մատրիցի հավասարումների ինքնահամաձայնեցված համակարգի անալիտիկ լուծումը՝ հաշվի առնելով առաջին ոչ գծային ուղղումները: Առաջարկված է գրանցման նոր սխեմա, որն էապես կրճատում է գրանցման համար անհրաժեշտ օպտիկական երկարությունը:

STORAGE OF INTENSE OPTICAL PULSES IN SOLIDS

G.G. GRIGORYAN

The possibility to store optical information in fast-relaxing media is studied in case of arbitrary intensities of probe and coupling pulses. Analytical solution of self-consistent system of propagation and density matrix equations is obtained with allowance for the first-order non-stationary corrections. The effect of unequal matrix elements of the adjacent transitions is emphasized. A novel storage scheme is proposed which reduces essentially the optical length needed for storage.

УДК 535.14

ПЕРЕПУТЫВАНИЕ СОСТОЯНИЙ И КВАНТОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ ОПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА

Н.О. АДАМЯН¹, Г.Ю. КРЮЧКЯН^{1,2}

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 11 ноября 2007 г.)

Исследованы свойства перепутанных состояний света Эйнштейна–Подольского–Розена (ЭПР) во временной области на основе анализа дисперсий квадратурных амплитуд мод поля излучения и функций Вигнера. Как источник ЭПР состояний рассмотрен невырожденный оптический параметрический генератор под действием последовательности лазерных импульсов с гауссовской временной огибающей.

1. Введение

Оптический параметрический генератор (ОПГ) является одним из наиболее эффективных источников генерации световых пучков в перепутанных состояниях [1,2]. Наиболее хорошо исследован ОПГ под действием непрерывного лазерного поля, а перепутанные квантовые состояния с непрерывными переменными (так называемые состояния Эйнштейна–Подольского–Розена (ЭПР)) исследованы, в основном, в спектральной области. В указанном режиме большинство схем или протоколов квантовых коммуникаций на основе сжатых и ЭПР состояний света также продемонстрированы в спектральной области.

Наряду с такими исследованиями, в последние годы начали развиваться работы по исследованию ЭПР состояний световых пучков, а также по разработке квантовых протоколов во временной области [3-8]. Так, генерация и регистрация сжатых состояний света во временной области была продемонстрирована в [3-5]. Генерация и регистрация двухмодовых сжатых состояний, которые являются реализацией ЭПР состояний, приведена в [8]. Квантовая теория пульсирующего ОПГ под действием лазерного поля с модулированной по времени амплитудой приведена в работах [7,9], где также исследованы ЭПР состояния света во временной области.

Настоящая работа является продолжением статьи [7] и посвящена исследованию ОПГ в режиме надпороговой генерации под действием последовательности импульсов с гауссовской временной огибающей. Подробно исследуются ЭПР состояния и квантовые распределения (распределения квадратурных амплитуд и функции Вигнера) во временной

области. Работа построена следующим образом. В разделе 2 описываются особенности пульсирующего ОПГ для случая гауссовских импульсов. Раздел 3 посвящен исследованию ЭПР-перепутанности и сжатия разности чисел фотонов коррелированных мод субгармоник. В разделе 4 исследуются функции Вигнера ЭПР-перепутанных пучков света.

2. Оптическая параметрическая генерация под действием гауссовских импульсов

В этом разделе мы следуем квантовой теории ОПГ с модулированной во времени амплитудой [7]. Рассмотрим схему ОПГ под действием последовательности лазерных импульсов с гауссовской огибающей по времени. Соответствующая амплитуда лазерного поля равна

$$E_L(t, z) = E_{0L} f(t) e^{-i(\omega_L t - k_L z)}, \quad (1)$$

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-(t-n\tau)^2/T^2}, \quad (2)$$

где T – длительность каждого импульса и τ – временной интервал между ними. Такая схема основана на параметрическом взаимодействии трех мод в круговом резонаторе. Так как задача является нестационарной, мы используем описание параметрического взаимодействия с помощью немонохроматических операторов мод поля излучения b_1 , b_2 и b_3 (см., напр., [10-12]). Мода накачки (b_3) на центральной частоте $\omega_3 = \omega_L$ возбуждается полем накачки (1), которое приводит к возникновению двух мод генерации (b_1 и b_2) с взаимно-перпендикулярными поляризациями и на центральных частотах $\omega_1 = \omega_2 = \omega_L/2$. Мы также полагаем режим, в котором мода накачки не истощается и который реализуется, если $\gamma_3 \gg \gamma_1, \gamma_2$ (γ_i – коэффициенты затухания мод в резонаторе). В этом случае связь поля накачки с модой b_3 описывается следующим членом в гамильтониане:

$$H_0 = i\hbar\chi f(t)(b_3^+ - b_3); \quad (3)$$

эффективный гамильтониан параметрического взаимодействия второго типа $\omega_3 \rightarrow \frac{\omega_L}{2}(\uparrow) + \frac{\omega_L}{2}(\rightarrow)$ имеет вид

$$H_{eff} = i\hbar \frac{k\chi f(t)}{\gamma_3} (e^{i\Phi_k} b_1^+ b_2^+ - e^{-i\Phi_k} b_1 b_2), \quad (4)$$

а уравнение для матрицы плотности мод субгармоник выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & \frac{1}{i\hbar} [H_{eff}, \rho] + \sum_{i=1}^3 (2b_i \rho b_i^+ - b_i^+ b_i \rho - \rho b_i^+ b_i) + \\ & + \frac{k^2}{\gamma_3} (2b_1 b_2 \rho b_1^+ b_2^+ - b_1^+ b_1 b_2^+ b_2 \rho - \rho b_1^+ b_1 b_2^+ b_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь b_n ($n = 1, 2, 3$) являются дискретными операторами, которые выражаются через

непрерывные операторы рождения и уничтожения фотонов:

$$b_n = \int d\omega f_n(\omega) a(\omega) \quad (6)$$

с помощью модовой функции $f_n(\omega)$ и удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям

$$[b_n, b_m^+] = \delta_{nm}, \quad [b_n, b_m] = 0. \quad (7)$$

Параметр χ пропорционален амплитуде E_{0L} и выражает связь поля $E_L(t, z)$ с модой b_3 , а величина k определяет параметрическую связь. Дальнейшие результаты, касающиеся вычисления степени ЭПР-перепутанности и функций Вигнера, получены на основе теории модулированной по времени ОПГ [7], которая используется для случая гауссовских импульсов. Как показывают вычисления, пульсирующий ОПГ (так же, как и непрерывный) имеет порог генерации $\chi_{th} = (\gamma\gamma_3 / \sqrt{\pi}k)(\tau/T)$ в случае $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$. Режим выше порога генерации реализуется при $\chi > \chi_{th}$.

3. Двухмодовое сжатие для случая пульсирующего ОПГ

К настоящему времени наиболее распространенный критерий ЭПР- перепутанности записывается как условие двухмодового сжатия [13]. Это условие формулируется следующим образом:

$$V = \frac{1}{2}(V(X_1 - X_2) + V(Y_1 + Y_2)) < 1, \quad (8)$$

где $V(x) = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ есть дисперсия квадратурных амплитуд двух мод субгармоник $X_k = X_k(\theta_k) = (b_k^+ e^{-i\theta_k} + b_k e^{i\theta_k}) / \sqrt{2}$, $Y_k = X_k(\theta_k - \pi/2)$, $(k=1, 2)$.

Как известно, величина интегрального сжатия V ограничена для случая ОПГ под действием монохроматического поля накачки и достигает только 50% от уровня квантовых флуктуаций, т.е. $0,5 < V < 1$ (см., например, [14-16]). Ранее было показано, что для ОПГ под действием модулированного по времени поля накачки уровень двухмодового сжатия может быть намного меньше 50%, но только для определенных временных интервалов. Ниже показано, что аналогичная ситуация имеет место для ОПГ под действием гауссовских лазерных импульсов.

Наше исследование основано на уравнениях, полученных в работе [7], которые для случая гауссовских импульсов приводятся к виду

$$\frac{d}{dt} \langle n_+ \rangle = [2\varepsilon(t) - 2\gamma - \lambda] \langle n_+ \rangle - \lambda \langle n_+^2 \rangle - 2\varepsilon(t) \langle R \rangle + \lambda \Delta, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} \langle R \rangle = -[2\varepsilon(t) + 2\gamma + \lambda] \langle R \rangle - \lambda \langle n_+ R \rangle - 2\varepsilon(t) + \lambda \Delta, \quad (10)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta = -4\gamma\Delta - 2\gamma \langle n_+ \rangle \quad (11)$$

где $\langle n_+ \rangle = \langle b_1^+ b_1 \rangle + \langle b_2^+ b_2 \rangle$, $\langle R \rangle = \langle b_1^+ b_1 \rangle + \langle b_2^+ b_2 \rangle - \langle b_1 b_2 \rangle + \langle b_1^+ b_2^+ \rangle$, $\Delta = \langle (b_1^+ b_1 - b_2^+ b_2)^2 \rangle$,

$\varepsilon(t) = \frac{\chi k}{\gamma_3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-(t-n\tau)^2/T^2}$. Здесь параметр $\lambda = k^2/\gamma_3$ определяется отношением параметра не-

линейности k^2 к коэффициенту затухания моды ω_3 , $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, величина $\langle n_+ \rangle$ описывает сумму средних чисел фотонов двух мод, $\langle R \rangle$ описывает эффект корреляции между модами, а величина Δ связана с дисперсией флуктуаций разности чисел фотонов.

В линейном по квантовым флуктуациям приближении выражение (8) вычисляется как $V(t) = 1 + \langle \delta R \rangle$.

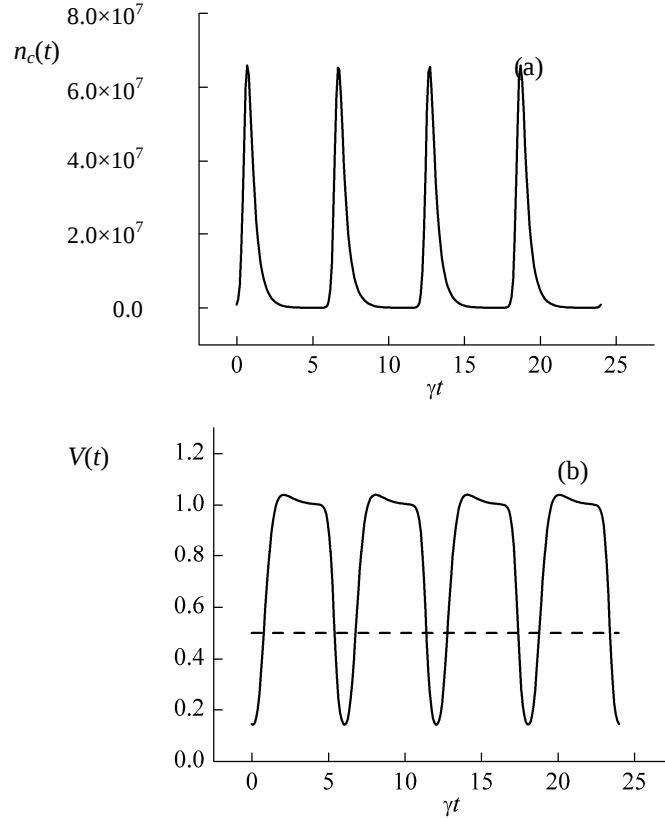


Рис.1. Среднее число фотонов (а) и степень двухмодового сжатия (б) для ОПГ в режиме генерации выше порога в зависимости от безразмерного времени при следующих замечаниях: $\lambda = 10^{-8}\gamma$, $\chi = 1.1\chi_{th}$, $\tau = 6\gamma^{-1}$, $T = 0.6\gamma^{-1}$.

Выражения для чисел фотонов $n_1(t) = n_2(t) = n(t)$, $n_i(t) = \langle b_i^+ b_i \rangle$ ($i=1,2$) и дисперсии $V(t)$ приведены на рис.1. Пунктирная линия на рис.1б показывает степень сжатия для стационарного режима, который реализуется для случая ОПГ под действием непрерывного лазерного поля, т.е. для временных интервалов $T \gg \gamma^{-1}$, $\tau \rightarrow 0$ и при $\chi = \chi_{th}$. Из рис.1б четко

видно, что дисперсия удовлетворяет критерию “сильного” ЭПР-перепутывания $V < 1/2$ для определенных временных интервалов. Интересно, что это имеет место для временных интервалов, где число фотонов достигает больших величин. Например, для $n_{\max} = 6,5 \times 10^7$ дисперсия равна $V = 0,35$ и максимальному сжатию $V_{\min} = 0,146$ соответствует среднее число фотонов $n = 2,5 \times 10^6$.

Рассмотрим теперь корреляцию чисел фотонов, которая, как известно [17-19], измеряется обычно разностью чисел фотонов $\Delta = \langle (b_1^+ b_1 - b_2^+ b_2)^2 \rangle$. Используя уравнение (11), для нормированной дисперсии $G(t) = \Delta(t)/2\langle n(t) \rangle$ получаем

$$G(t) = \frac{2}{\langle n(t) \rangle} \int_{-\infty}^0 d\tau e^{4\gamma\tau} \langle n(t+\tau) \rangle. \quad (12)$$

Для случая обычного ОПГ со стационарной амплитудой $f(t)=1$ и $\langle n(t) \rangle = (\chi k - \gamma \gamma_3)/k^2$ и, следовательно, $G(t) = 1/2$. Этот результат совпадает с результатом работы [20]. Перейдем теперь к случаю пульсирующего ОПГ. Как показывает анализ уравнений (9)–(11) и (12), величины $G(t)$ и $V(t)$ совпадают для широкой области параметров при $\lambda \langle n \rangle \ll 1$. Этот результат показывает, что измерение степени ЭПР-перепутывания $V(t)$ во временной области можно проводить более простым образом, чем техника гомодинирования, а именно, путем измерения корреляции чисел фотонов на основе функции $G(t)$.

4. Изучение ЭПР-перепутывания посредством функции Вигнера

В настоящем разделе численно вычисляется функция Вигнера для одной из мод пульсирующего ОПГ. Эта функция выражается через редуцированную по одной моде матрицу плотности $\rho_{1(2)} = \text{Tr}_{2(1)}(\rho)$, где полная матрица плотности ρ удовлетворяет уравнению (5) и имеет следующий вид:

$$W_i(r, \theta) = \sum \langle m | \rho_i | n \rangle W_{nm}(r, \theta), \quad (i = 1, 2). \quad (13)$$

Здесь r, θ являются полярными координатами в комплексной фазовой плоскости, $|n\rangle, |m\rangle$ – фотонные состояния Фока и $W_{nm}(r, \theta)$ – матричные элементы характеристической функции Вигнера. Для обычного ОПГ одномодовая функция Вигнера вычислена в [21]. Мы вычисляем функцию Вигнера для ЭПР-световых пучков, которые формируются на светоделителе модами субгармоник (1) и (2). На выходе из резонатора поля субгармоник записываются как $b_i^{\text{out}}(t) = \sqrt{2\gamma} b_i(t)$ ($i = 1, 2$), а после 50%-ного светоделителя получаются два поля следующего вида:

$$b_A = \sqrt{2\gamma}(b_1 + b_2), \quad (14)$$

$$b_B = \sqrt{2\gamma}(b_1 - b_2). \quad (15)$$

Мы вычисляем функции Вигнера $W_A(\alpha)$ и $W_B(\alpha)$ для комбинированных комплексных безразмерных переменных $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ либо $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$, которые соответствуют операторам $b_A/\sqrt{2\gamma}$, $b_B/\sqrt{2\gamma}$. Используется численный метод “диффузии квантового состояния” для решения уравнения (5) для матрицы плотности. Результаты по временной

эволюции функций Вигнера $W_B(\alpha)$ в течение каждого из импульсов приведены на рис.2, где указаны также распределения вероятностей $P(X)$, $P(Y)$ ($X = \text{Re } \alpha$, $Y = \text{Im } \alpha$) квадратурных амплитуд. Отметим также, что результаты для моды А получаются простым поворотом фигур на рис.2 на $\pi/2$.

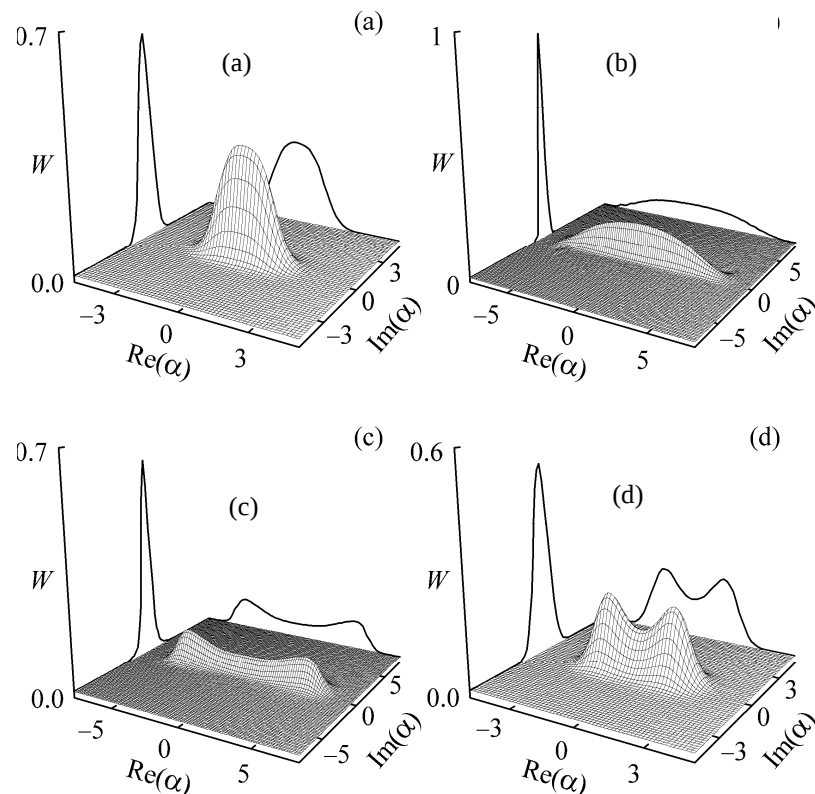


Рис.2. Эволюция по времени функции Вигнера для трансформированных координат при следующих значениях параметров: $\lambda = 0.05\gamma$, $\chi = 1, 3\chi_{th}$, $\tau = 4\gamma^{-1}$, $T = \gamma^{-1}$, (a) $t = t_c - T$; (b) $t = t_c$; (c) $t = t_c + T$; (d) $t = t_c + 2T$.

Отметим, что распределение вероятностей $P(X, \phi)$ квадратурной амплитуды $X(\phi) = (be^{-i\phi} + b^+e^{i\phi})/\sqrt{2}$ может быть получено интегрированием функции Вигнера

$$P(x, \phi) = \int_{-\infty}^{\infty} dp W(x \cos \phi - p \sin \phi, x \sin \phi + p \cos \phi). \quad (16)$$

Таким образом, на рис.2 показаны распределения вероятностей квадратурных амплитуд $P(X) = P(x, 0)$ и $P(Y) = P(x, \pi/2)$.

Отметим, что в начальном временном интервале импульса (рис.2а) функция Вигнера близка к гауссовской и является максимально сжатой для интервала $t = t_0 + n\tau$ ($n \in \mathbb{Z}$). После

временного интервала $t = t_0 + n\tau + 0.75T$ начинают проявляться два дополнительных пика (рис.2с,d). Таким образом, рис.2b иллюстрирует максимальную степень ЭПР-перепутанности или максимальное сжатие, которая, очевидно, больше, чем стационарный предел, т.е. $V < 1/2$. Это легко заметить, если обратиться к распределению $P(Y)$, приведенному на рис.2b. Действительно, степень сжатия, т.е. дисперсия V определяется шириной распределения $P(Y)$, которое в этом случае очень узкое.

Работа проведена при поддержке грантами NFSAT/CRDF No. UCEP-02/07 и ANSEF No. 666-PS-Opt.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.D.Reid, P.D.Drummond**. Phys. Rev. Lett., **60**, 2731 (1988); **M.D.Reid**. Phys. Rev. A, **40**, 913 (1989).
2. **Z.Y.Ou, S.F.Pereira, H.J.Kimble, K.Peng**. Phys. Rev. Lett., **68**, 3663 (1992); **S.F. Pereira, Z.Y.Ou, H.J.Kimble**. Phys. Rev. A, **62**, 042311 (2002).
3. **J.Wenger, R.Tualle-Brouri, P.Grangier**. Opt. Lett., **29**, 1267 (2004).
4. **J.Wenger, J.Fiurasek, R.Tualle-Brouri, N.J.Cerf, P.Grangier**. Phys. Rev. A, **70**, 053812 (2004).
5. **J.Wenger, A.Ourjoumtsev, R.Tualle-Brouri, P.Grangier**. Eur. Phys. J. D, **32**, 391 (2005).
6. **A.Dantan, J.Cviklinski, M.Pinard, Ph.Grangier**. Phys. Rev. A, **73**, 032338 (2006).
7. **H.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan**. Phys. Rev. A, **74**, 023810 (2006).
8. **N.Takei, N.Lee, D.Moriyama**, et al. Phys. Rev. A, **74**, 060101(R) (2006).
9. **G.Yu.Kryuchkyan, H.H.Adamyan**. Strong Entanglement of Bright Light Beams in Controlled Quantum Systems, ed. by V.M.Akulin, A.Sarfati, G.Kurizki, and S.Pellegrin, NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, vol.189, New York, Springer, 2005, p.105.
10. **F.Grosshaus, P.Grangier**. Eur. Phys. J. D, **14**, 119 (2001); **R.S.Benniuk, R.W.Boyd**. Phys. Rev. A, **66**, 053815 (2002).
11. **T.Opatrny, N.Korolkova, G.Leuchs**, e-print quantph/0204131.
12. **M.Sasaki, S.Suzuki**, e-print quant-ph/0512073.
13. **L.M.Duan, G.Giedke, J.I.Cirac, P.Zoller**. Phys. Rev. Lett., **84**, 2722 (2000). **R.Simon**. Phys. Rev. Lett., **84**, 2726 (2000).
14. **D.F.Walls, G.J.Milburn**. Quantum Optics. Berlin, Springer-Verlag, 1994.
15. **M.O.Scully, M.S.Zubairy**. Quantum Optics. Cambridge, Cambridge University Press, 1997.
16. **G.Yu.Kryuchkyan, L.A.Manukyan**. Phys. Rev. A, **69**, 013813 (2004).
17. **A.Heidmann et al.** Phys. Rev. Lett., **59**, 2555 (1987).
18. **J.Mertz et al.** Opt. Lett., **16**, 1234 (1991).
19. **J.Cao et al.** Opt. Lett., **A 23**, 870 (1998); **H.B.Wang et al.** Phys. Rev. Lett., **82**, 1414 (1999); **H.B.Wang**. Europhys. Lett., **64**, 15 (2003).
20. **G.Yu.Kryuchkyan, K.G.Petrosyan, K.V.Kheruntsyan**. Pis'ma ZhETF, **63**, 502 (1996).
21. **K.V.Kheruntsyan, K.G.Petrosyan**. Phys. Rev. A, **62**, 015801 (2000).

ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԽՃՃՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԸ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ԳԵՆԵՐԱՏՈՐԻ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

Ն.Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Գ.ՅՆ. ԿՐՅՈՒՉԿՅԱՆ

Վիզների ֆունկցիաների և դաշտի ճառագայթման մոդերի քառակուսային ամպլիտուդների դիսպերսիաի վերլուծության հիման վրա հետազոտված են լույսի էյնշտեյնի—Պոդոլսկու—Ռոզենի (ԷՊՐ) խճճված վիճակների հատկությունները ժամանակային տիրույթում: Որպես ԷՊՐ վիճակների աղբյուր դիտարկված է ոչ այլասերված օպտիկական պարամետրական գեներատոր ժամանակային գաուսյան պարփակող կորագծով լազերային իմպուլսների հաջորդականության ազդեցության տակ:

ENTANGLEMENT OF STATES AND QUANTUM DISTRIBUTIONS IN PULSED OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR

N.H. ADAMYAN, G.Yu. KRYUCHKYAN

Properties of Einstein–Podolsky–Rosen (EPR) entangled states are studied within the framework of both the Wigner functions and quadrature amplitudes of generated modes in the time domain. As a source of EPR states a non-degenerate optical parametric oscillator driven by a sequence of laser pulses with Gaussian time-dependent envelopes is considered.

УДК 548.0

ДИФРАКЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА НА ЕСТЕСТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ КРИСТАЛЛА С ОТКРЫТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОЛНОВЫХ ВЕКТОРОВ

О.М. АРАКЕЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 5 августа 2007 г.)

Приведены формы поверхности волновых векторов (ПВВ) для необыкновенной волны при учете и без учета поглощения. Исследовано нормальное прохождение света через плоскопараллельный слой кристалла с открытой поверхностью волновых векторов. Рассмотрено дифракционное отражение света на естественных периодических неоднородностях кристалла. Проведен расчет частотной зависимости коэффициента отражения.

1. Введение

Традиционная оптика имеет дело со средами, у которых все компоненты диэлектрического тензора ϵ положительны. Поверхность волновых векторов (ПВВ), поверхность Френеля, характеристические поверхности тензоров ϵ_{ij} и ϵ_{ij}^{-1} (все они замкнуты [1,2].

Впервые в [3,4], а затем в [5-7] были рассмотрены среды, у которых вышеуказанные поверхности оказываются не замкнутыми, как в традиционной оптике, а открытыми, а именно (гиперболоидом вращения. Открытыми ПВВ описываются те одноосные кристаллы, у которых одна из компонент диэлектрического тензора ϵ отрицательна. Наличие отрицательной компоненты не исключает возможности распространения волн без затухания, а ограничивает область направлений, в которых незатухающая необыкновенная волна может распространяться.

В случае одноосного кристалла ПВВ для необыкновенной волны являются однополостным или двухполостным гиперболоидом вращения, в зависимости от того, отрицательна или положительна диэлектрическая проницаемость в направлении, параллельном оптической оси кристалла.

Превращение ПВВ в гиперболоид приводит к тому, что с приближением направления распространения излучения к направлениям асимптот ПВВ модуль волнового вектора необыкновенной волны стремится к бесконечности, а длина волны (λ) к нулю. Последнее дает возможность рассмотреть дифракционное отражение на естественных периодических неоднородностях кристалла.

Ниже, во втором разделе, приведены формы ПВВ для необыкновенной волны (т.е. зависимости модуля волнового вектора необыкновенной волны от направления распространения) при учете и без учета поглощения. В следующем, третьем разделе рассмотрено дифракционное отражение оптического излучения на естественных периодических неоднородностях кристалла. Приведены графики частотной зависимости коэффициента отражения при нормальном падении света для сред с открытой ПВВ при разных значениях параметров среды.

2. О возможности дифракционного отражения света на периодических неоднородностях кристалла

Возможность дифракционного отражения на естественных периодических неоднородностях на световых частотах следует из выражения для k_e , которое имеет вид

$$k_e = \frac{\omega/c}{\sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{\epsilon_{\perp}} - \frac{\sin^2 \theta}{|\epsilon_{\parallel}|}}}, \quad (1)$$

согласно которому, с приближением θ к θ_0 имеем $k_e \rightarrow \infty$ (т.е. $\lambda_e \rightarrow 0$), где

$$\theta_0 = \arctan \sqrt{\frac{|\epsilon_{\parallel}|}{\epsilon_{\perp}}}, \quad (2)$$

λ_e - длина необыкновенной волны, $\epsilon_{\parallel}$ и $\epsilon_{\perp}$ - компоненты тензора ϵ в направлениях, соответственно, параллельном ($\epsilon_{\parallel}$) и перпендикулярном ($\epsilon_{\perp}$) оптической оси.

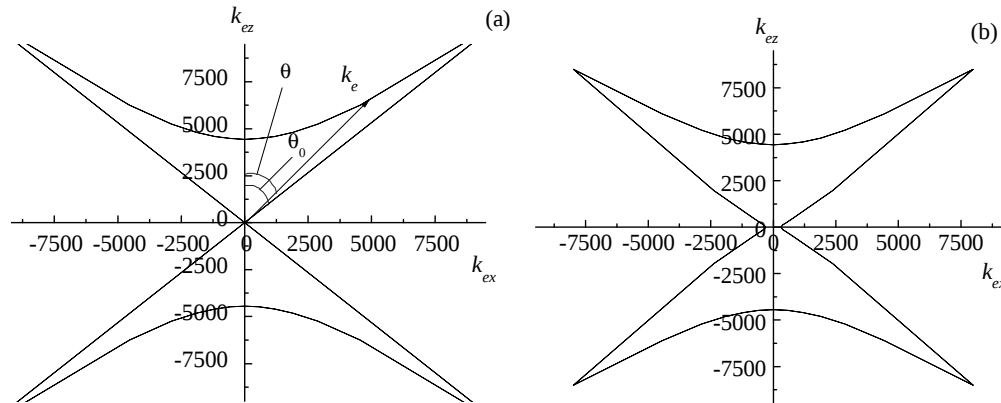


Рис.1. Зависимость k_{ex} , k_{ez} от θ (при $\epsilon_{\parallel}'' = \epsilon_{\perp}'' = 0$, $\epsilon_{\perp}' = 7.46609$, $\epsilon_{\parallel}' = (2.14117)$ (а) и при $\epsilon_{\parallel}'' = 0.998277$, $\epsilon_{\perp}'' = 0.297372$, $\epsilon_{\perp}' = 6.86292$, $\epsilon_{\parallel}' = (7.30933)$ (b).

На рис.1 приведены формы ПВВ в случаях $\epsilon_{\parallel,\perp}'' = 0$ (рис.1а) и $\epsilon_{\parallel,\perp}'' \neq 0$ (рис.1б). Параметры среды имеют следующие значения: $\epsilon_{\perp}' = 7.46609$, $\epsilon_{\parallel}' = -2.14117$, $\epsilon_{\parallel}'' = \epsilon_{\perp}'' = 0$ для рис.1а и $\epsilon_{\perp}' = 6.86292$, $\epsilon_{\parallel}' = -7.30933$, $\epsilon_{\parallel}'' = 0.998277$, $\epsilon_{\perp}'' = 0.297372$ для рис.1б. Хотя при учете поглощения ПВВ не является гиперboloидом, а замыкается около асимптот,

имеющихся в отсутствие поглощения, тем не менее вогнутый характер, присущий гиперболоиду, остается (поэтому среду называем средой с открытой ПВВ также тогда, когда ПВВ хотя и замкнута, но имеет вогнутые области).

При учете поглощения длина волны, оставаясь ограниченной снизу и волновой вектор (сверху), может принимать достаточно малые значения (длина волн световых частот в кристалле имеет значения порядка ангстрема), обеспечивающие дифракционное отражение на естественных периодических неоднородностях кристалла.

Кристаллы, у которых тензор ϵ_{ij} имеет как положительные, так и отрицательные компоненты, существуют в природе. Такими материалами являются, например, кристаллы MgF_2 и TiO_2 [8]. Отметим также, что в последнее время уделяется большое внимание получению искусственных сред с отрицательными электромагнитными параметрами [9].

3. Результаты численного расчета

Коэффициент отражения рассчитан нами при нормальном падении света. Ось z нормальна к границам и совпадает с одной из асимптот ПВВ. Нами проведен расчет дифракционного отражения при следующих параметрах кристалла. Для рис.2 магнитная проницаемость $\mu = 1$, а компоненты тензора диэлектрической проницаемости меняются по закону $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{0z} + \epsilon_{1z} \cos bz$, $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{0x} + \epsilon_{1x} \cos bz$, где $\epsilon_{0z} = -7.31932$, $\epsilon_{0x} = 6.86292$, $\epsilon_{1z} = \epsilon_{1x} = 0.01$, $b = 2 \text{ E}^{-1}$, толщина слоя кристалла $d = 0.411775 \text{ мм}$, угол между оптической осью и осью z $\varphi = 0.8007858$. Длина волны в кристалле λ меняется от $1 \text{ \AA}$ до $15 \text{ \AA}$. Интервалы частоты падающей волны показаны на графиках. Для рис.3а $\mu = 500$, $\varphi = 0.801106043$, а для рис.3б $\mu = 700$, остальные параметры те же, что и для рис.2.

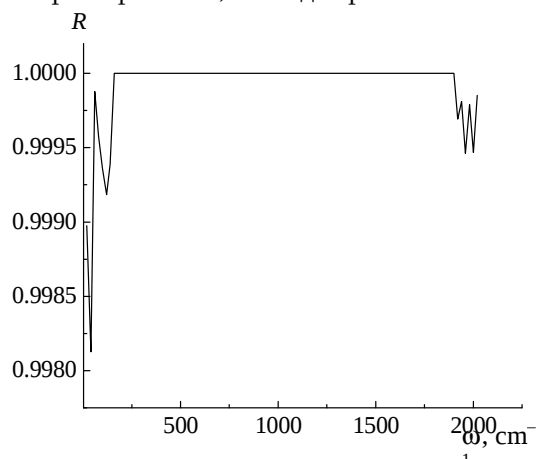


Рис.2. Частотная зависимость энергетического коэффициента отражения R при $\mu = 1$, толщина слоя $d = 0.411775 \text{ мм}$, остальные параметры приведены в тексте.

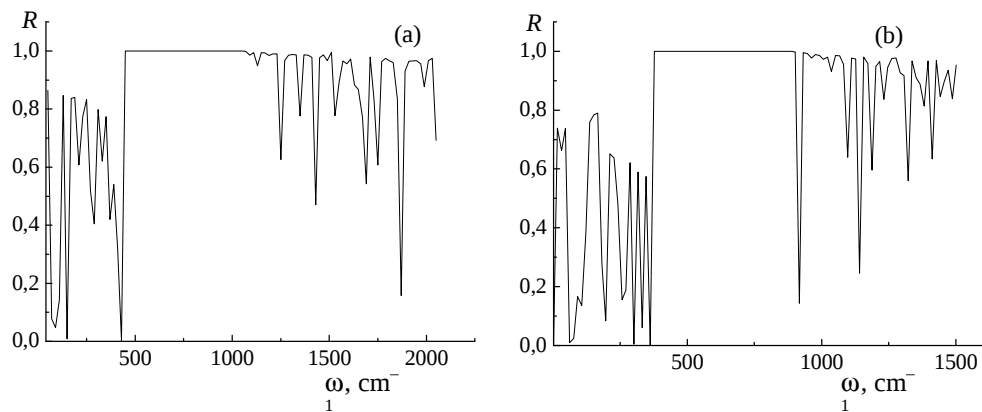


Рис.3. Та же зависимость, что и на рис.2, при $\mu = 500$ (a) и $\mu = 700$ (b).

Как видно из рисунков, коэффициент отражения осциллирует с высокими пиками, близкими к 1, из-за больших значений диэлектрической проницаемости, имеющей вид

$$\tilde{\epsilon} = \frac{1}{\frac{\cos^2 \theta}{\epsilon_{\perp}} - \frac{\sin^2 \theta}{|\epsilon_{\square}|}}. \quad (3)$$

С приближением θ к θ_0 $\tilde{\epsilon}$ принимает большие значения, приводящие к большим значениям R . Область дифракционного отражения - это область отсутствия осцилляций, с сохранением значения R , равного 1.

При больших значениях μ ($\mu \sim \tilde{\epsilon}$) уровень осцилляций уменьшается. Это можно объяснить поведением амплитудного коэффициента

$$r = \frac{1 - \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\mu}}}{1 + \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\mu}}} \quad (4)$$

при $\mu \sim \tilde{\epsilon}$.

Автор благодарен проф. О.С.Ерицану за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ф.И.Федоров.** Оптика анизотропных сред. Минск, изд. АН БССР, 1958.
2. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
3. **О.С.Ерицян.** Кристаллография, **33**, 461 (1978).
4. **О.С.Ерицян.** Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
5. **О.С.Ерицян, О.М.Аракелян.** Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 312 (2003).
6. **О.С.Ерицян.** Кристаллография, **50**, 511 (2005).
7. **О.С.Ерицян, А.А.Папоян, О.М.Аракелян, А.А.Лалаян, Р.Б.Костанян.** Изв. НАН Армении, **41**, 178 (2006).
8. **В.В.Брыксин, Д.Н.Мирлин, И.И.Решина.** ФТТ, **15**, 1118 (1973).
9. **J.V.Pendry.** Physics World, 2000, June, p.27.

ԲԱՅ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՎԵԿՏՈՐՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐՆԵՎՈՒՅԹՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂԻ
ԲՆԱԿԱՆ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ
ԼՈՒՅՄԻ ԴԻՖՐԱԿՅԻՈՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ

Հ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Բերված է ալիքային վեկտորների մակերևույթների տեսքը անսովոր ալիքի համար, կլանման առկայության և բացակայության դեպքում: Քննարկված է լույսի նորմալ անցման խնդիրը բյուրեղի հարթ զուգահեռ շերտով, որի ալիքային վեկտորների մակերևույթը բաց է: Քննարկված է լույսի դիֆրակցիոն անդրադարձումը բյուրեղի բնական պարբերական անհամասեռությունների վրա: Հաշվարկված է անդրադարձման գործակցի կախումը հաճախությունից:

DIFFRACTION REFLECTION OF LIGHT
ON NATURAL PERIODIC INHOMOGENEITIES OF A CRYSTAL
WITH OPEN SURFACE OF WAVE VECTORS

H.M. ARAKELYAN

The forms of the surface of wave vectors for an extraordinary wave in the presence and absence of absorption are presented. The normal light transmission through a plane-parallel layer of a crystal with an open surface of wave vectors is considered. The diffraction reflection of light on natural periodic inhomogeneities of a crystal is studied. The frequency dependence of the reflection coefficient is calculated.

УДК 548.732

ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЧКА В МОНОКРИСТАЛЛЕ КВАРЦА АТ-СРЕЗА ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ НА ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЕ

В.К. МИРЗОЯН, А.А. ЕГИАЗАРЯН, В.Н. АГАБЕКЯН, П.В. МИРЗОЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 19 ноября 2007 г.)

Экспериментально исследована дифракция рентгеновского излучения на разных атомных плоскостях монокристалла кварца АТ-среза в геометрии Лауэ, когда в кристалле возбуждены акустические волны на первой резонансной (основной) частоте. Акустические волны приводят к увеличению интегральной интенсивности дифрагированно отраженного пучка. Измерены коэффициенты усиления отраженной интенсивности в зависимости от амплитуды переменного напряжения с резонансной частотой, приложенной к кристаллу. Получены фронтальные распределения интенсивности дифрагированно отраженного пучка для разных атомных плоскостей.

Для дальнейшего развития современных технологий получение монохроматического электромагнитного излучения ангстремного диапазона длин волн с высокой коллимацией, большой интенсивностью и управляемыми параметрами имеет важное значение. Вышеуказанные требования могут быть обеспечены переходным излучением с управляемыми параметрами свойств кристалла-рассеивателя. Для достижения этой цели нами исследованы монокристаллы кварца разных срезов, при акустическом возбуждении высокой гармоникой резонансной частоты. Стоячие акустические волны внутри кристалла изменяют свойства кристалла, выявляя ряд новых эффектов: эффект полной переброски рентгеновских лучей, эффект полной прозрачности кристалла, управляемая фокусировка и дефокусировка отраженного пучка, низкочастотная модуляция интенсивности дифрагированных пучков (проходящего и отраженного), создание периодического изменения диэлектрической проницаемости по толщине кристалла и т.д.

Эффект полной переброски впервые был обнаружен в работе [1]. Авторы этой работы сделали количественный анализ интенсивностей проходящего и отраженного дифрагированных рентгеновских пучков в геометрии Лауэ, для тонких кристаллов ($\mu t \approx 1$, где μ – линейный коэффициент поглощения, t – толщина монокристалла). Экспериментально было показано, что при определенной величине параметров внешнего воздействия интенсивность проходящего пучка полностью перебрасывается в направление отраженного пучка, что и называется эффектом полной переброски.

В работе [2] исследовано соотношение интенсивностей падающего, проходящего и отраженного рентгеновских пучков в геометрии Лауэ для тонких кристаллов при падающей плоской волне. Показано, что в зависимости от величины приложенного температурного градиента, коэффициент линейного поглощения уменьшается и суммарная интенсивность проходящего и отраженного пучков увеличивается на 30%. В работе [3], выполненной с использованием синхротронного пучка, показано, что кристалл-отражатель становится полностью прозрачным при определенной величине амплитуды электрического поля резонансной частоты пьезокристалла.

В работах [4-6] показано, что отраженный рентгеновский пучок фокусируется или дефокусируется в зависимости от параллельного или антипараллельного расположения векторов дифракции и температурного градиента, приложенного перпендикулярно отражающим атомным плоскостям, а местонахождение фокуса зависит от величины температурного градиента.

Низкочастотная модуляция интенсивности рентгеновского излучения с целью передачи и приема звуковых сигналов была осуществлена в работе [7]. В работах [8,9] исследовано периодическое изменение диэлектрической проницаемости монокристалла кварца по толщине при акустическом возбуждении высокой гармоникой резонансной частоты. Рентгенодифракционным методом зафиксированы картины стоячих акустических волн.

В настоящей работе экспериментально изучено поведение рентгеновских пучков, дифрагированных на разных атомных плоскостях монокристалла кварца АТ-среза в геометрии Лауэ, когда в кристалле возбуждены акустические волны на основной частоте. Схема эксперимента приведена на рис.1. На расстоянии 15 мм от источника рентгеновского излучения 1 поставлена щель 2 шириной 0.25 мм. Прошедший через нее пучок отражается по Брэггу от атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ кварца 3. На пути монохроматизированных пучков $MoK_{\alpha 1}$ и $MoK_{\alpha 2}$ размещена щель 4 шириной 0.1 мм на расстоянии 110 мм от монохроматора, которым экранируется излучение $MoK_{\alpha 2}$. Монохроматизированный и коллимированный пучок $MoK_{\alpha 1}$ падает на кварцевый резонатор 6 АТ-среза толщиной 0.97 мм, который смонтирован на расстоянии 170 мм от монохроматора. Коэффициент линейного поглощения кварца для MoK_{α} излучения равен 10.4 см^{-1} . Интенсивность падающего пучка $MoK_{\alpha 1}$ постоянна и равна 205000 имп/сек. Получены отражения от атомных плоскостей $(2\bar{1}10)$, $(3\bar{1}21)$, $(10\bar{1}1)$, $(11\bar{2}3)$ и $(01\bar{1}2)$ кварцевого резонатора, которые почти перпендикулярны АТ-срезу. Взаимное расположение этих атомных плоскостей и измеренные параметры приведены в табл.1, где указаны углы Брэгга для рассмотренных плоскостей кварца для излучения $MoK_{\alpha 1}$ и отраженные интенсивности, полученные при отсутствии внешних воздействий.

Табл.1.

Атомная плоскость	$(2\bar{1}10)$	$(3\bar{1}21)$	$(10\bar{1}1)$	$(11\bar{2}3)$	$(01\bar{1}2)$
Угол с АТ-срезом	90°	90°57'	92°4'	92°42'	92°50'
Угол с $(2\bar{1}10)$	0°	19°45'	47°7'	72°48'	90°
Угол Брэгга для излучения $\text{MoK}_{\alpha 1}$	8°18'	13°19'	6°6'	14(9)'	8°57'
Отраженная интенсивность I_D^0 , имп./сек	1500	1100	2800	550	600

С помощью генератора 5 (рис.1) в кристалле возбуждаются акустические колебания на основной частоте. Частотомер 7 и осциллограф 8 предназначены для точного измерения частоты и амплитуды переменного напряжения, приложенного к кристаллу. Эта частота для рассмотренного кристалла равна 1.799631 МГц.

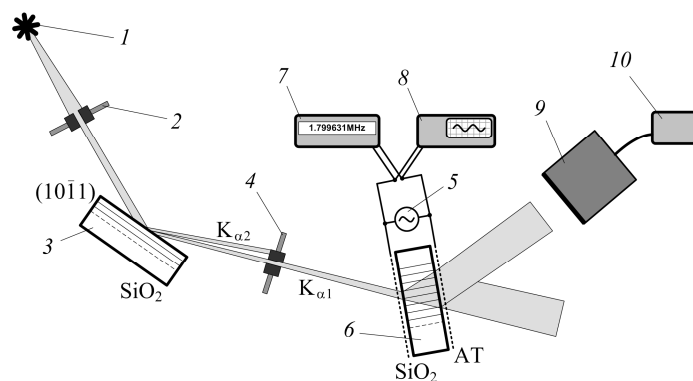


Рис.1. Схема эксперимента. 1 – источник рентгеновского излучения, 2,4 – щели, 3 – SiO_2 брэгговский монохроматор, 5 – высокочастотный генератор, 6 – исследуемый образец кварца АТ-среза, 7 – частотомер, 8 – осциллограф, 9 – сцинтилляционный детектор рентгеновского излучения, 10 – блок регистрации.

Во всех случаях акустические колебания приводят к увеличению интегральной интенсивности отраженного пучка. Измерены коэффициенты усиления этой интенсивности $k = I_D^\Omega / I_D^0$ (где I_D^Ω – интенсивность отраженного пучка при акустическом воздействии) для разных величин амплитуды U_a переменного электрического напряжения резонансной частоты. Результаты приведены на рис.2. Как видно, начиная с некоторого значения амплитуды переменного напряжения, коэффициент усиления насыщается. Для разных атомных плоскостей эти значения разные.

Получены фронтальные распределения интенсивностей дифрагированных отраженных пучков для вышеуказанных атомных плоскостей. Картины фронтальных сечений отраженных пучков приведены на рис.3. Как видно, при отражении от плоскостей $(2\bar{1}10)$,

$(\bar{3}\bar{1}\bar{2}\bar{1})$, $(\bar{1}0\bar{1}\bar{1})$ и $(\bar{1}1\bar{2}\bar{3})$ получают две интенсивные полосы на краях рефлекса, а в середине интенсивность мала. При отражении от плоскости $(01\bar{1}\bar{2})$ получается наоборот – в середине рефлекса интенсивность больше, чем на краях.

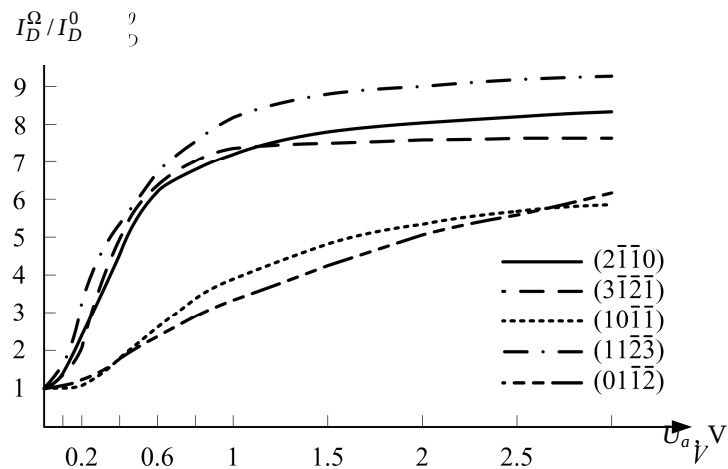


Рис.2. Зависимости коэффициента усиления от амплитуды переменного напряжения резонансной частоты для разных атомных плоскостей.

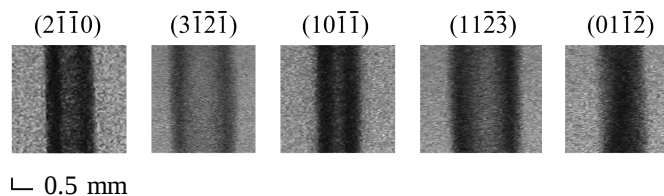


Рис.3. Картины фронтальных сечений дифрагированного отраженного пучка при акустическом возбуждении кристалла основной резонансной частотой с амплитудой 3.5 В для разных атомных плоскостей.

Как известно [9-11], в кварцевом резонаторе АТ-среза возбуждаются акустические колебания сдвига по толщине, причем механические колебания перпендикулярны плоскостям $(\bar{2}\bar{1}\bar{1}0)$. На рис.4 приведена часть резонатора и его деформация при возбуждении на основной частоте. При этом в толщине кристалла содержится одна полудлина стоячей волны. Исходя из взаимных расположений рассмотренных атомных плоскостей, можно сказать, что при таких деформациях все атомные плоскости будут изгибаться синусоидальным образом, кроме $(01\bar{1}\bar{2})$, которая параллельна механическим колебаниям. При отражении от искривленных плоскостей на поверхностях кристалла отклонения от условия Брэгга не будет, а в середине кристалла оно будет максимальным. Таким образом, в отраженном пучке будут возникать две полосы интенсивности, соответственно двум антиузлам стоячей акустической волны на поверхностях кристалла.

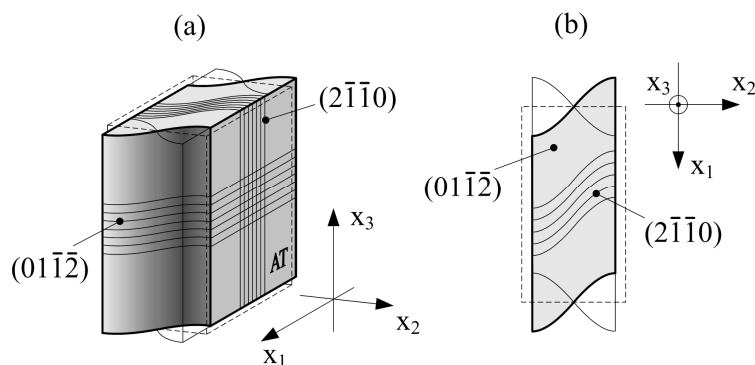


Рис.4. Изображение отражающих атомных плоскостей $(2\bar{1}\bar{1}0)$ и $(01\bar{1}\bar{2})$ в кварце АТ-среза для деформированного состояния при акустическом возбуждении на основной резонансной частоте.

Увеличение интегральной интенсивности отраженного пучка при искривлении атомных плоскостей можно объяснить следующим явлением. В реальных условиях эксперимента падающая волна не может быть идеально плоской и монохроматичной. Это приводит к тому, что при максимальном отражении интенсивности от атомных плоскостей общий пучок не удовлетворяет условию Брэгга точно. Если этот пучок представить как совокупность лучей с разными направлениями и длинами волн, то каждый из них будет иметь свое отклонение от точного условия Брэгга. Чем это отклонение будет меньше, тем сильнее луч будет взаимодействовать с кристаллом. Когда отражающие атомные плоскости изогнуты, то для падающего пучка отклонение от условия Брэгга будет разным на разных участках кристалла. Таким образом, искривлением атомных плоскостей можно достичь того, чтобы для любого луча в падающем пучке можно было найти участок кристалла, где точно удовлетворяется условие Брэгга. При этом общий пучок будет сильнее взаимодействовать с кристаллом и, соответственно, отраженная интенсивность будет больше. Для конкретного падающего пучка существует некоторое максимальное искривление отражающих плоскостей, при котором все лучи в падающем пучке будут иметь свои участки точного удовлетворения условия Брэгга. При дальнейшем увеличении искривления атомных плоскостей отраженная интенсивность не будет увеличиваться. Как видно из рис.2, для разных атомных плоскостей мы имеем разные пороги амплитуды переменного напряжения, после чего начинается насыщение отраженной интенсивности. Например, для плоскости $(01\bar{1}\bar{2})$ интенсивность не насыщается. Это свидетельствует о том, что увеличение амплитуды переменного напряжения в рассмотренных пределах приводит к увеличению деформации.

Особый интерес представляет собой усиление общей интенсивности при отражении от плоскости $(01\bar{1}\bar{2})$, которая не изгибается акустическими колебаниями. Такое увеличение было получено также в работе [9] при возбуждении кристалла на высоких гармониках. На рис.4 приведена деформация атомных плоскостей $(01\bar{1}\bar{2})$ при возбуждении на основной частоте. При наличии акустических колебаний эти плоскости остаются параллельными и не искривляются.

Увеличение отраженной интенсивности от плоскости $(01\bar{1}\bar{2})$ можно объяснить увеличением плотности электронов в отражающей плоскости. Поскольку при акустическом

возбуждении плоскости, параллельные поверхностям кристалла, остаются параллельными себе, то можно считать, что линейная плотность электронов не меняется в направлении, параллельном x_1 . Из рис.4 видно, что в кварцевом резонаторе АТ-среза толщина кристалла изменяется при акустических колебаниях (пунктирные линии показывают недеформированное состояние кристалла). При максимальной деформации толщина кристалла минимальна. Это явление нетрудно понять, если представить, что в плоскости $(01\bar{1}2)$ имеем линии, параллельные x_2 , на которых размещены атомы. Если при деформации расстояние между соседними атомами на линии не меняется, то длина линии не будет меняться (рис.4b). Естественно, при этом толщина кристалла будет уменьшаться. В реальном случае при акустических колебаниях расстояние между соседними атомами будет меняться, но всегда упругие связи между атомами приведут к уменьшению толщины. При таких деформациях будем иметь увеличение линейной плотности электронов в направлении, параллельном x_2 . Так как плотность электронов не меняется в направлении, параллельном x_1 , то можно сказать, что в плоскости $(01\bar{1}2)$ будет иметь место увеличение плотности электронов. Этим можно объяснить усиление интенсивности отраженного пучка. Поскольку при возбуждении на основной частоте мы имеем синусоидальную деформацию, а в толщине кристалла содержится одна полудлина стоячей волны, то в середине кристалла увеличение плотности электронов будет больше, чем в краевых областях. Это и объясняет то, что при отражении от плоскости $(01\bar{1}2)$ в середине фронтального сечения отраженного пучка интенсивность больше, чем на краях (рис.3).

Как известно [12], поглощение электромагнитного излучения веществом обусловлено мнимой частью комплексной диэлектрической проницаемости среды. Поскольку в работе [3] наблюдался эффект почти полной прозрачности монокристалла кварца в ангстремном диапазоне длин волн под влиянием акустического поля (без акустического поля поглощается 40% падающей интенсивности, а при наличии акустического поля поглощение составляет 3.5%), то можно подтвердить, что мнимая составляющая комплексной диэлектрической проницаемости монокристалла стремится к нулю. Так как реальная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости взаимосвязаны, то можно утверждать, что меняется и реальная часть. В свою очередь, диэлектрическая проницаемость связана с поляризуемостью монокристалла и, следовательно, при изменении диэлектрической проницаемости меняется и поляризуемость.

Также известно, что структурный фактор F_{hkl} отражающих атомных плоскостей (hkl) зависит от коэффициентов фурье-разложения поляризуемости монокристалла. А отражающая способность P для атомных плоскостей совершенного монокристалла зависит от модуля структурного фактора. Для кинематического приближения $P \sim F_{hkl}^2$, а согласно динамической теории, $P \sim |F_{hkl}|$.

Из вышеизложенного следует, что при акустическом возбуждении совершенных монокристаллов внешними воздействиями меняется структурный фактор, и, следовательно, меняется отражательная способность атомных плоскостей. Таким образом, исходя из полученных экспериментальных результатов настоящей работы, можно утверждать, что увеличение интенсивности отраженного пучка связано с изгибом отражающих атомных плоскостей и с увеличением отражательной способности отражающих атомных плоскостей.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян.** Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
2. **В.К.Мирзоян, С.Н.Норейн.** Тезисы докладов V всесоюзного совещания по когерентному взаимодействию излучения с веществом. Симферополь, 2–8 октября 1990г., с.142.
3. **А.Р.Мкртчян, В.К.Мирзоян, А.Г.Мкртчян** и др. Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ, международный семинар, 2–7 октября 2000г., доклады, ч.1, с.150-153.
4. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян** и др. Тезисы докладов III всесоюзного совещания “Когерентное взаимодействие излучения с веществом”. Ужгород, 1985, с.101.
5. **A.R.Mkrtchyan et al.** Solid State Comm., **59**, 147, (1986).
6. **А.Р.Мкртчян, В.К.Мирзоян, А.С.Мелконян** и др. Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ, международный семинар, 2–7 октября 2002г., доклады, ч.1, с.158-161.
7. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян** и др. Авторское свидетельство СССР ¹ 1327716, 1 апреля 1987г.
8. **В.К.Мирзоян, Т.Г.Довлатян, П.В.Мирзоян.** Поверхность, ¹ 9, 83 (2002).
9. **В.К.Мирзоян, А.А.Егизарян, Э.Г.Багдасарян, П.В.Мирзоян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 355 (2007).
10. **S.Slavov.** IEEE International Frequency Control Symposium, pp.836-843, 1998.
11. **Л.И.Глюкман.** Пьезоэлектрические кварцевые резонаторы. Л., Энергия, 1969.
12. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.

X-RAY DIFFRACTION IN AT-CUT QUARTZ SINGLE CRYSTAL AT THE ACOUSTIC EXCITATION WITH FUNDAMENTAL FREQUENCY

V.GH. MIRZOYAN, A.A. YEGHIAZARYAN, V.N. AGHABEKYAN, P.V. MIRZOYAN

X-Ray diffraction from different atomic planes of an AT-cut quartz single crystal in the Laue geometry is studied experimentally when it is excited with acoustic waves at the first resonant (fundamental) frequency. Acoustic waves result in the increase in the intensity diffracted in the reflection direction. The amplification coefficients for the reflected intensity are measured depending on the AC voltage amplitude with resonant frequency applied to the crystal. The frontal distributions of the intensity in the beam diffracted in the reflection direction are obtained for different atomic planes.

УДК 621.3

ПРИМЕНЕНИЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ ДВУХ- И ТРЕХСЛОЙНЫХ АНТИОТРАЖАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

В.М. АРУТЮНЯН¹, Х.С. МАРТИРОСЯН¹,
А.С. ОГАННИСЯН¹, П.Г. СУКИАСЯН²

¹ Центр полупроводниковых приборов и нанотехнологии,
Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

² Commissariat a l'Energie Atomique, Laboratoire SIMA associe a l'Universite
de Paris-Sud/Orsay, DSM/DRECAM/SPCSI, Gif-sur-Yvette Cedex, France

(Поступила в редакцию 23 ноября 2007 г.)

С помощью метода приближения оптических матриц рассчитаны спектры отражения двух- и трехслойных антиотражающих покрытий, созданных из пористого кремния. Полученные результаты сравнены со спектрами отражения других антиотражающих покрытий. Значения коэффициента отражения для двух- и трехслойных антиотражающих покрытий из пористого кремния малы по сравнению с антиотражающими покрытиями из $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$. Эти результаты могут найти применение в кремниевых фотовольтаических элементах.

1. Введение

Для получения электрической энергии человечество в основном использует энергию ископаемого топлива, ядерные и гидроэлектростанции. Известно, что использование тепловых и ядерных источников энергии приводит к серьезным финансовым и экологическим проблемам; следовательно, роль альтернативных источников энергии, в частности, широкомасштабное преобразование солнечной энергии, увеличивается. В частности, большое внимание уделяется фотовольтаическим преобразователям солнечной энергии в электроэнергию, изготовленным на основе различных полупроводников.

Кремний был и остается основным материалом в микро- и нанoeлектронике фотовольтаической промышленности. Кремниевые фотовольтаические преобразователи характеризуются умеренной ценой и высокой надежностью при применениях на Земле и в космосе [1]. Экспоненциальный рост производства фотовольтаических преобразователей в последние годы обусловлен значительным спадом цены монокристаллического, поликристаллического и наводороженного аморфного кремния.

Из-за высокого коэффициента преломления кремния ($n = 3,5$) значительная часть солнечного излучения отражается от поверхности фотовольтаического преобразователя

(величина отражения может составлять ~35%) и, следовательно, не вносит вклада в процесс генерации электронно-дырочных пар. Очевидно, что это ведет к уменьшению КПД таких преобразователей. Задача понижения отражения решается нанесением на поверхность фотовольтаических преобразователей антиотражающих покрытий (ARC) – однородных тонких пленок с величинами коэффициентов преломления между $n = 1$ (воздух) и $n = 3.5$ [2-4]. Применение таких покрытий приводит к увеличению коэффициента эффективности преобразования, удлинению срока службы и улучшению электрофизических и рабочих характеристик фотовольтаических преобразователей.

2. Постановка задачи и метод расчета

Нами рассмотрена возможность применения двух- и трехслойных антиотражающих покрытий на основе пористого кремния для кремниевых фотовольтаических преобразователей с помощью приближения оптических матриц, подробное описание которого дано в работах [5,6]. На основе этого метода были рассчитаны спектры отражения антиотражающих покрытий MgF_2/ZnS , SiO_2/TiO_2 и MgF_2/CeO_2 , обычно применяющихся в фотовольтаических преобразователях, и результаты расчетов были сравнены с соответствующими экспериментальными данными, приведенными в [7,8]. Показано, что рассчитанные методом приближения оптических матриц спектры отражения и экспериментальные данные совпадают. Поэтому этот метод можно использовать для расчетов спектра отражения других антиотражающих покрытий. Полученные результаты будут точными и могут быть использованы для моделирования спектров отражения антиотражающих покрытий с последующей экспериментальной реализацией. Вышеупомянутые двухслойные антиотражающие покрытия приводят к улучшению характеристик кремниевых солнечных элементов, но они обладают следующими недостатками: фторид магния и сульфид цинка – относительно мягкие материалы и имеют малую устойчивость к агрессивной среде, со временем приводящей к деградации параметров солнечных элементов. Некоторые оксидные пленки имеют малую прозрачность [9], делающую их непригодными для применения в качестве ARC. С другой стороны, эти конструкции характеризуются малым отражением только в узкой области длин волн солнечного излучения [5,6]. Следовательно, возникает необходимость поиска таких покрытий, которые характеризовались бы малым отражением в коротковолновой области спектра, высокой твердостью и стабильностью. Кроме того, технология изготовления таких антиотражающих покрытий должна быть дешевой для использования в широкомасштабном производстве фотовольтаических преобразователей.

Рассмотрим возможность применения других перспективных материалов для изготовления ARC. Ниже обсуждена возможность использования для этих целей пористого кремния (PS).

Преимущества использования пористого кремния в кремниевых фотовольтаических преобразователях в качестве ARC следующие. Известно, что поверхность пористого кремния текстурирована, что ведет к улучшению захвата света и, следовательно, к уменьшению отражательных потерь. Также возможно технологически контролировать ширину запрещенной зоны слоя пористого кремния для оптимизации поглощения солнечного излу-

чения. Преобразователи могут быть легко изготовлены на кремниевых солнечных элементах больших площадей простым электрохимическим анодированием. Кроме того, применение пористого кремния приводит к уменьшению скорости поверхностной рекомбинации, увеличению спектральной чувствительности кремниевых солнечных элементов в коротковолновой области спектра, увеличению скорости фотогенерации носителей заряда [10]. Коэффициент преломления пористого кремния колеблется от 1,25 до 3 [11] и, следовательно, открываются дополнительные возможности для использования их в качестве ARC. С другой стороны, за один технологический цикл, изменяя плотность тока во время электрохимического анодирования, можно получить слои с различными коэффициентами преломления и профилями распределения и, следовательно, получить многослойные ARC.

Однако, как известно, пористый кремний деградирует со временем, если не принять специальные меры защиты. Поэтому необходимо защитить слой пористого кремния от окружающей среды посредством покрытия его другими слоями. В этом контексте, как показано нами в [12-18], весьма перспективно применение пленок из алмазоподобного углерода (DLC) и оксинитрида кремния (SiO_xN_y). Рассмотрим преимущества каждой пленки по отдельности.

Преимущества пленок DLC в качестве антиотражающих покрытий для кремниевых солнечных элементов следующие: эти пленки обладают высокой механической стойкостью, высокой устойчивостью к таким факторам как агрессивное химическое воздействие, излучение с высокими дозами и изменение условий окружающей среды [10]. Пленки DLC могут быть выращены методом CVD углеводород-содержащих веществ или распылением из графитовой мишени [19,20]. К тому же, изменяя параметры роста, можно изменять коэффициент преломления этого материала от 1,5 до 3,1 [21]. Отметим, что ширина запрещенной зоны DLC пленок может достигать 4 эВ. Они могут быть использованы в качестве широкозонного оптического окна и обладают высокой прозрачностью в УФ области, что делает пленки DLC особо многообещающими в космических фотовольтаических преобразователях [22].

Преимущества пленок оксинитрида кремния таковы: слои оксинитрида кремния перспективны для замены чистого SiO_2 в микроэлектронике, особенно для тонкопленочных затворов в СБИС на МОП-технологии [23]. Пленки SiO_xN_y можно изготовить посредством прямого оксинитридирования поверхности кремния или нитридирования SiO_2 слоев [23]. Это приводит к значительному уменьшению концентрации поверхностных состояний, а также к чрезвычайно малым скоростям поверхностной рекомбинации и тока утечки [24]. Кроме того, пленки SiO_xN_y устойчивы к различным химическим воздействиям, к излучению с высокой энергией, весьма стойки к воздействию фтористоводородной кислоты и к диффузии различных примесей и ионов. В общем случае SiO_xN_y можно рассматривать как диоксид кремния, легированный азотом. В таком слое сочетаются свойства нитрида кремния (высокая устойчивость к химическим воздействиям) и оксида кремния (пассивация поверхностных состояний кремния). Технология изготовления оксинитрида кремния и его оптические свойства хорошо известны [23,24]. Важной особенностью пленок SiO_xN_y является то, что ширина запрещенной зоны и коэффициент преломления имеют промежуточное значение между диоксидом кремния (SiO_2) и стехиометрическим нитридом кремния (Si_3N_4) в

зависимости от параметров x и y слоя SiO_xN_y . Таким образом, изменяя параметры роста, можно получить значения коэффициента преломления от 1,45 до 2 [25].

Использование однослойных ARC на основе оксинитрида кремния или алмазоподобного углерода хорошо известно [23]. Однако широкомасштабные эксперименты по сочетанию пористого кремния с пленками оксинитрида кремния или алмазоподобного углерода для солнечных элементов пока реально не осуществлены.

3. Результаты и обсуждение

Используя представленный выше метод приближения оптических матриц, нами с помощью программы “Mathematica 6” были исследованы возможности реализации двух- и трехслойных ARC на основе пористого кремния в сочетании с пленками оксинитрида кремния или алмазоподобного углерода. Результаты для двух- и трехслойных антиотражающих покрытий обсуждаются по отдельности.

3.1. Двухслойные ARC на основе пористого кремния

Для получения оптимальных значений коэффициента преломления и толщины двухслойных антиотражающих покрытий на основе пористого кремния, расчеты нами проводились при нескольких значениях параметров. Поскольку изменение параметров пленок и алмазоподобного углерода, и оксинитрида кремния приводит к схожим изменениям значений коэффициента отражения, то в дальнейшем, вместо обозначения названия слоя каждый раз, для простоты изложения они будут упоминаться как второй слой, в отличие от первого слоя из пористого кремния.

Как показывают результаты наших вычислений, увеличение коэффициента преломления первого слоя при фиксированном значении коэффициента преломления слоя пористого кремния и толщины всех слоев, ведет к формированию максимума кривой отражения при длине волны 500 нм, которая соответствует максимуму солнечного излучения. Поэтому применение ARC с такими параметрами не будет эффективным. Дальнейшие вычисления показывают, что рост коэффициента преломления первого слоя, когда остальные параметры остаются неизменными, ведет к увеличению значения максимума, обнаруженного на кривой отражения, и его смещению в длинноволновую область. Следовательно, необходимо тщательно рассмотреть возможность применения второго слоя, который имеет малую толщину и высокий коэффициент преломления. Малейшее увеличение толщины второго слоя, при фиксированных значениях толщины слоя пористого кремния и коэффициентов преломления всех слоев, ведет к уменьшению отражения подобной конструкции. Поэтому необходимо выбирать второй слой с большой толщиной. Подобные характеристики наблюдались, когда изменялись параметры пористого кремния. Увеличение значений коэффициента преломления и толщины слоя пористого кремния при неизменных параметрах второго слоя, ведет к уменьшению максимального значения коэффициента отражения на длине волны 500 нм. Нами показано, что при соответствующих низких значениях коэффициента преломления второго слоя и высоких значениях коэффициента преломления пористого кремния и больших толщинах всех слоев, возможно уменьшить отражение вблизи длины

волны 500 нм.

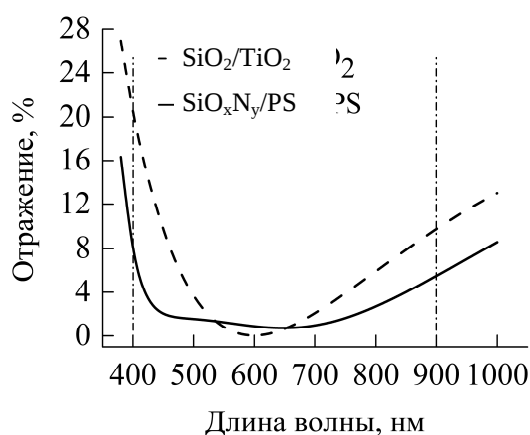


Рис.1. Спектры отражения двухслойных ARC SiO_xN_y/PS и SiO₂/TiO₂.

Наилучшие результаты вычислений нами были получены при следующих параметрах слоев: коэффициенты преломления были $n(\text{SiO}_x\text{N}_y) = 1,5$ и $n(\text{PS}) = 2,8$, толщины слоев $d(\text{SiO}_x\text{N}_y) = 84$ нм, $d(\text{PS}) = 52$ нм в случае верхнего слоя из оксинитрида кремния. Коэффициенты преломления $n(\text{DLC}) = 1,6$ и $n(\text{PS}) = 2,9$, толщины слоев $d(\text{DLC}) = 88$ нм, $d(\text{PS}) = 50$ нм в случае верхнего слоя из алмазоподобного углерода. Эти зависимости показаны на рис.1 и 2, соответственно. Как видно из графиков, возможно не только сохранить малое отражение в ближней ИК и видимой областях солнечного излучения, но также расширить его в коротковолновую (УФ) область спектра. Следовательно, применение таких двухслойных антиотражающих покрытий в солнечных элементах будет весьма эффективным.

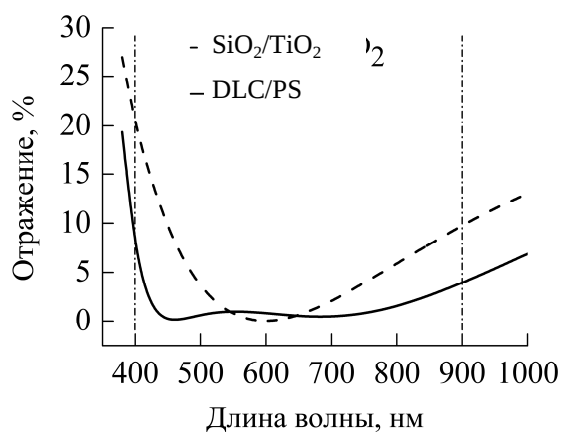


Рис.2. Спектры отражения двухслойных ARC DLC/PS и SiO₂/TiO₂.

3.2. Трехслойные ARC на основе пористого кремния

Для получения оптимальных значений коэффициента преломления и толщины для всех трех слоев трехслойных антиотражающих покрытий на основе пористого кремния расчеты проводились для нескольких значений. Как показали расчеты, при определенных значениях толщин трех слоев и коэффициентах преломления первого и третьего слоев (третий слой в любом случае – пористый кремний) увеличение коэффициента преломления второго слоя ведет к уменьшению отражения в области длин волн 500–700 нм. При определенных значениях толщин всех трех слоев и коэффициентах преломления первого и второго слоев уменьшение коэффициента преломления слоя пористого кремния ведет к дополнительному уменьшению отражения. Подобные характеристики наблюдались также в следующих двух случаях: когда коэффициенты преломления всех трех слоев и толщины второго и третьего слоев неизменны, но толщина первого (внешнего) слоя уменьшается; а также в случае, когда коэффициенты преломления всех трех слоев и толщины первого и третьего слоев неизменны, а толщина второго (среднего) слоя уменьшается.

При определенных значениях коэффициентов преломления всех трех слоев и толщин первого и второго слоев, увеличение или уменьшение толщины третьего слоя (слоя пористого кремния) приводит к увеличению коэффициента отражения, и только при среднем значении толщины этого слоя можно уменьшить отражение. Интересно отметить, что толщины второго и третьего слоев должны изменяться в обратном порядке.

Как показывают результаты проведенных расчетов, коэффициент преломления второго слоя в любом случае не превышает высшего предела коэффициента преломления слоев алмазоподобного углерода или оксинитрида кремния. Следовательно, можно создавать разнообразные варианты ARC. Например, в случае ARC со слоями оксинитрида кремния возможны две конструкции трехслойных антиотражающих покрытий: первая из них – это оксинитрид кремния/пористый кремний (первый слой)/пористый кремний (второй слой) или оксинитрид кремния (первый слой)/оксинитрид кремния (второй слой)/пористый кремний. Несомненно, то же самое верно в случае пленок алмазоподобного углерода.

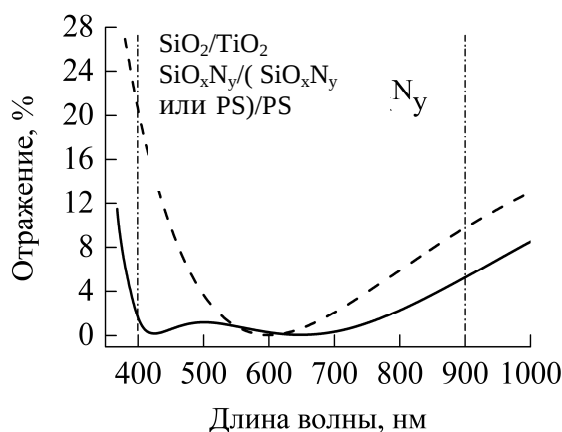


Рис.3. Спектры отражения трехслойных ARC $\text{SiO}_x\text{N}_y/(\text{SiO}_x\text{N}_y \text{ или PS})/\text{PS}$ и $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$.

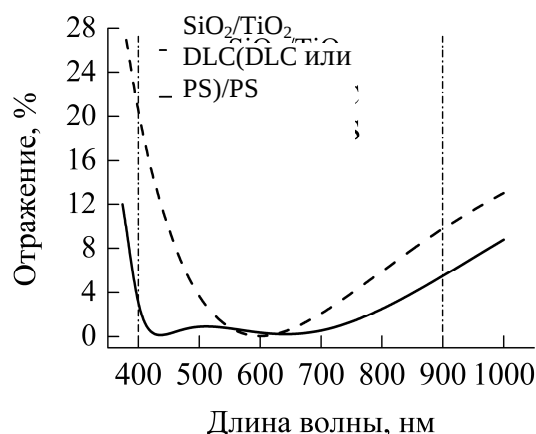


Рис.4. Спектры отражения трехслойных ARC DLC/(DLC или PS)/PS и SiO₂/TiO₂.

Наилучшие результаты вычислений были получены нами при следующих параметрах слоев: коэффициенты преломления были $n(\text{SiO}_x\text{N}_y) = 1,5$, $n(\text{SiO}_x\text{N}_y \text{ или PS}) = 1,9$, $n(\text{PS}) = 2,9$, а толщины равнялись $d(\text{SiO}_x\text{N}_y) = 79$ нм, $d(\text{SiO}_x\text{N}_y \text{ или PS}) = 21$ нм, $d(\text{PS}) = 39$ нм в случае верхнего слоя оксинитрида кремния, и коэффициенты преломления были $n(\text{DLC}) = 1,6$, $n(\text{DLC или PS}) = 1,8$, $n(\text{PS}) = 3$, а толщины равнялись $d(\text{DLC}) = 69$ нм, $d(\text{DLC или PS}) = 20$ нм, $d(\text{PS}) = 43$ нм в случае верхнего слоя алмазоподобного углерода. Эти зависимости показаны на рис.3 и 4, соответственно. Как видно из этих рисунков, возможно достижение низкого значения отражения в широкой области солнечного излучения. Следовательно, применение таких конструкций будет особенно эффективно в кремниевых солнечных элементах.

Новая версия антиотражающих покрытий нами запатентована [26,27]. Необходимы точные измерения толщины и показателя преломления пленок для их реализации в крупномасштабном изготовлении кремниевых фотовольтаических преобразователей.

4. Заключение

Таким образом, методом приближения оптических матриц нами рассчитаны на ЭВМ спектры отражения двух- и трехслойных ARC на основе пористого кремния. Показано, что в отличие от стандартных ARC из SiO₂/TiO₂ и других материалов, применяющихся в кремниевых фотовольтаических преобразователях, удастся не только сохранить малое отражение в видимой и инфракрасной областях спектра, но и расширить его в коротковолновую (УФ) область (до 400 нм).

Работа была проведена в рамках гранта ISTC A-1232, а также в рамках Армянской Государственной Целевой Программы "Полупроводниковая Нанoeлектроника".

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.Kazmerski**. Renewable and Sustainable Energy Reviews, **1**, 71 (1997).
2. **M.Kerr, J.Schmidt, A.Cuevas**. Prog. Photovolt.: Res. Appl., **8**, 529 (2000).
3. **S.Winderbaum, F.Yun, O.Reinhold**. J. Vac. Sci. Technol., **A15**, 1020 (1997).
4. **G.San Vicente, A.Morales, M.T.Gutierrez**. Thin Solid Films, **391**, 133 (2001).
5. **V.M.Aroutiounian, K.R.Maroutyan, A.L.Zatikyan, K.J.Touryan**. Thin Solid Films, **403-404**, 517 (2002).
6. **V.M.Aroutiounian, K.R.Maroutyan, A.L.Zatikyan, C.Levy-Clement, K.J.Touryan**. Proc. SPIE on Solar and Switching Materials, **4458**, 61 (2001).
7. **D.Bouhafs, A.Moussi, A.Chikouche, J.M.Ruiz**. Sol Energy Mater. Sol. Cells, **52**, 79 (1998).
8. **B.S.Richards**. Prog. Photovolt.: Res. Appl., **12**, 253 (2004).
9. **H.O.Pierson**. Handbook of Carbon, Diamond and Fullerenes: Properties, Processing and Applications. Park Ridge, NJ, Noyes Publications, 1994.
10. **P.Vitanov, M.Delibasheva**, et al. Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **61**, 213 (2000).
11. Properties of Porous Silicon, ed. by **L.Canham**. London, INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, 1997.
12. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, P.Soukiassian**. J. Phys. D.: Appl. Phys., **37**, L25 (2004).
13. **V.Aroutiounian, Kh.Martirosyan**. 14th International Sonneforum Workshop, Photovoltaics, H2 and Thermal Energy, Freiburg, Germany, 2004, p.65.
14. **Kh.S.Martirosyan, V.M.Aroutiounian, P.Soukiassian**. J. de Physique IV, **132**, 325 (2006).
15. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, P.Soukiassian**. J. Phys D.: Appl. Phys., **39**, 1623 (2006).
16. **Kh.S.Martirosyan, V.M.Aroutiounian, A.S.Hovhannisyan**. Proc. SPIE, Optics & Photonics, San Diego, USA, 13-17 August 2006, 6327OT1-6327OT10.
17. **Kh.S.Martirosyan, A.S.Hovhannisyan, V.M.Aroutiounian**. Phys. Stat. Sol. (c), **4**, 2103 (2007).
18. **V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, P.G.Soukiassian**. Phys. Stat. Sol. (c), **4**, 2107 (2007).
19. **M.A.Khan, M.S.Haque, H.A.Naseem**, et al. Thin Solid Films, **332**, 93 (1998).
20. **J.Deng, M.Braun**. Diamond and Related Materials, **4**, 936 (1995).
21. **D.P.Monaghan, K.C.Laing, P.A.Logan**, et al. Materials World, **1**, 347 (1993).
22. **V.G.Litovchenko, N.I.Klyui**. Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **68**, 55 (2001).
23. **A.U.Ebong, M.Taouk**, et al. Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **40**, 183 (1996).
24. **A.Chainani, S.K.Nema, P.Kiakni, P.I.John**. J. Phys. D: Appl. Phys., **35**, L44 (2002).
25. **B.S.Sahu, O.P.Agnihori**, et al. Semicond. Sci. Technol., **15**, L11 (2000).
26. **V.M.Aroutiounian, Kh.Martirosyan, P.Soukiassian**. Patent CEA/Yerevan State University (Armenia)/Université de Paris-Sud/Orsay, N  0405933, 2 June 2004.
27. **V.M.Aroutiounian, Kh.Martirosyan, P.Soukiassian**. Patent CEA/Yerevan State University (Armenia)/Université de Paris-Sud/Orsay, N  0552487, 10 August 2005.

ԾԱԿՈՏԿԵԼ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆԸ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ ՖՈՏՈՎՈԼՏԱՅԻՆ
ՓՈԽԱԿԵՐՊԻՉՆԵՐՈՒՄ ՈՐՊԵՍ ԵՐԿ- ԵՎ ԵՌԱՇԵՐՏ ՀԱԿԱԱՆԴՐԱԴԱՐՁԻՉ
ԾԱԾԿՈՒՅԹ

Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Խ.Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ,
Ա.Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Պ.Գ. ՍՈՒՔԻԱՍՅԱՆ

Օպտիկական մատրիցների մոտավորության մեթոդով հաշվարկված են ծակոտկեն սիլի-
ցիումի հիման վրա երկ- և եռաշերտ հակաանդրադարձիչ ծածկույթների անդրադարձման
սպեկտրները: Ստացված արդյունքները համեմատվել են այլ տիպի հակաանդրադարձիչ
ծածկույթի անդրադարձման սպեկտրների հետ: Ի տարբերություն SiO₂/TiO₂ հակաանդրա-

դարձիչ ծածկույթի, ծակոտկեն սիլիցիումի հիման վրա երկ- և եռաշերտ հակաանդրադարձիչ ծածկույթները բնութագրվում են անդրադարձման ցածր մեծությամբ: Ստացված արդյունքները կարող են կիրառվել արեգակնային փոխակերպիչներում:

USE OF POROUS SILICON FOR DOUBLE- AND TRIPLE-LAYER ANTIREFLECTION COATINGS IN SILICON PHOTOVOLTAIC CONVERTERS

V.M. AROUTIOUNIAN, Kh.S. MARTIROSYAN,
A.S. HOVHANNISYAN, P.G. SOUKIASSIAN

Reflectance spectrum calculations of double- and triple-layer antireflection coatings made of porous silicon layer are performed, using the optical matrix approach method. Obtained results are compared with the reflectance spectrum of other type antireflection coatings. Low reflectance value of both double- and triple-layer antireflection coatings made of porous silicon is obtained in comparison to that of $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ antireflection coatings. These results can be used in photovoltaic converters.

УДК 621.315

ЗОНДИРОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОМОЛЕКУЛ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ЕМКОСТНЫМИ ПОЛЕВЫМИ ДАТЧИКАМИ НА ОСНОВЕ АЛМАЗА

А. ПОГОСЯН^{1,2}, М.Г. АБУЗАР^{1,2}, П. КРИСТИЕНС³, О.А. УИЛЬЯМС³,
К. ХЕНЕН^{3,4}, П. ВАГНЕР³, М.Дж. ШИННГ^{1,2}

¹Институт нано- и биотехнологий (ИНБ),
Аахенский университет прикладных наук, Юлих, Германия

²Институт био- и наносистем (ИБН-2), Исследовательский центр Юлих, Германия

³Институт исследования материалов, Университет Хассельт, Дипенбек, Бельгия

⁴Секция IMOMEC, IMEC, Бельгия

(Поступила в редакцию 17 октября 2007 г.)

Исследована возможность безметочного электрического детектирования послойно-адсорбированного многослойного полиэлектролита (ПЭ) с использованием емкостно-полевой структуры электролит–алмаз–диэлектрик–полупроводник (ЭАДП). В качестве модельной системы использовались положительно заряженный ПГА (поли (гидрохлорид аллиламина)) и отрицательно заряженный ПСН (поли (4-стирен-сульфонат натрия)). Нанокристаллические алмазные пленки выращивались на подложках *p*-Si-SiO₂ методом усиленного плазмой микроволнового химического осаждения паров смеси метана и водорода. Сенсоры ЭАДП, реагирующие на заряженные макромолекулы, описаны методами “емкость–напряжение” и “постоянная емкость”. Получен сдвиг кривых емкость–напряжение и кривых постоянной емкости, меняющийся после адсорбции каждого, соответственно, полианионного либо поликатионного слоя. Обсуждается влияние числа адсорбированных слоев ПЭ и полярности внешнего слоя на отклик сенсора.

1. Введение

Искусственно выращиваемые тонкие пленки алмаза, благодаря своим редким свойствам, а именно, высокой химической инертности, большому интервалу электрохимического потенциала, возможности использования в химически жестких условиях без пассивации поверхности, требующейся в кремниевых сенсорах, возможности создания интерфейсов для биологических систем путем прямого связывания биологических элементов распознавания с поверхностью алмаза посредством углеродных групп и биосовместимости, привлекают большое внимание как перспективные материалы для датчиков химического и биологического зондирования, в частности, детектирования молекулярных взаимодействий на поверхностях раздела между твердой и жидкой фазами [1-3]. Изучение молекулярных

взаимодействий на поверхностях раздела представляет большой интерес для широкого спектра применений – от медицины, генетики, пищевой и фармацевтической промышленности и до биосенсорики, матриц ДНК и протеиновых чипов.

Большинство полевых (био-) химических сенсоров на основе алмаза выполнены на поли- либо монокристаллических алмазных пленках с использованием транзисторных структур [4-10]. Недавно нами были предложены и экспериментально изготовлены конструктивно простые и недорогие в изготовлении емкостные полевые слои ЭАДП, в которых нанокристаллические алмазные (НКА) пленки с поверхностями, терминированными водородом (Н-ЭАДП) и кислородом (О-ЭАДП), использовались как рН-чувствительный материал для датчиков [11,12].

В настоящей работе реализованы ЭАДП сенсоры с О-терминированными НКА элементами, модифицированными самосборками многослойных ПЭ, и показана возможность их использования для безметочного электрического детектирования заряженных макромолекул. В качестве модельных систем использованы положительно заряженный ПГА и отрицательно заряженный ПСН. Эти ПЭ являются линейными макромолекулярными цепочками, содержащими большое число заряженных либо способных заряжаться групп при растворении в подходящем полярном растворителе, как правило, в воде. Последние эксперименты по детектированию многослойных ПЭ (нанесенных на SiO_2 или Ta_2O_5) с использованием в качестве датчиков транзисторных структур [13], емкостных ЭДП сенсоров [13-15] либо кремниевых тонкопленочных резисторов [16,17] показали, что полевые устройства в сочетании с техникой послойных самосборок [18,19] могут быть отличными инструментами для непосредственного электрического мониторинга, в реальном времени, адсорбции и связей заряженных макромолекул. Вообще, многослойные ПЭ представляют собой весьма полезную модельную систему для исследования молекулярных взаимодействий на границе между жидкостью и полевым устройством.

2. Экспериментальная часть

2.1. Изготовление сенсора

Недопированные тонкие (толщиной 100–500 нм) пленки НКА выращивались на структуре $p\text{-Si-SiO}_2$ (термически выращенный SiO_2 ; 1–10 Ом·см, 50 нм) путем микроволнового (2.45 ГГц), ускоренного плазмой, химического осаждения паров из смеси метана с водородом в реакторе AStEX. Для получения нанокристаллической структуры пленки выращивались в обогащенной водородом плазме с небольшой (менее 5%) примесью метана. Подробности процесса изготовления пленок НКА приведены в [20,21].

Как правило, поверхности изготовленных НКА Н-терминированы и имеют поверхностную проводимость p -типа. Для получения О-терминированных НКА со свойствами изолятора, поверхность алмаза обрабатывалась в окислительной кипящей смеси H_2SO_4 и KNO_3 . Алюминиевая пленка толщиной 300 нм наносилась на тыльную сторону сенсора в качестве контактного слоя. Размер чипа сенсоров ЭАДП составлял 10 мм (10 мм).

Характеристики пленок НКА измерялись методами эллипсометрии, сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и рентгеновской спектроскопии фотоэлектронов (РСФ).

СЭМ изображение на рис.1 есть пример морфологии пленок НКА толщиной 100 нм и 500 нм, нанесенных на подложку p -Si-SiO₂. Видно, что пленки состоят из мелких, случайно ориентированных зерен. Средний размер зерен в пленке НКА толщиной 100 нм, измеренный по СЭМ изображению, составлял примерно 100 нм. Результаты РСФ анализа показали, что отношение атомных концентраций О/С составляет для О-терминированной пленки НКА примерно 10 ат%.

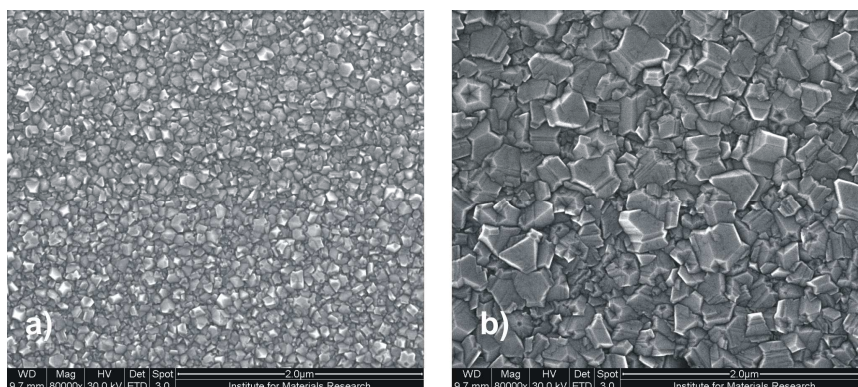


Рис.1. Сканирующая электронная микрография пленки НКА, нанесенной на подложку p -Si-SiO₂; (а) толщина пленки – 100 нм, (б) толщина пленки – 500 нм.

2.2. Действие сенсоров ЭАДП с многослойными ПЭ

Многослойные ПЭ были изготовлены методом послойной сборки с последовательной адсорбцией ПГА и ПСН из соответствующего раствора ПЭ (50 μ М ПГА или ПСН, 0.1 М NaCl без буфера, pH 5.3). Чипы с сенсорами ЭАДП последовательно погружались во время эксперимента в раствор соответствующего ПЭ на время, необходимое для адсорбции одного монослоя (обычно от 5 до 15 минут), после чего промывались в буферном растворе либо в сверхчистой воде. Эта процедура повторялась до тех пор, пока набиралось нужное количество слоев (в настоящей работе наибольшее число слоев было 13). Толщина слоя ПЭ, измеренная эллипсометрическим отображением (EP³, Nanofilm, Германия) составляла примерно 2 нм на слой, что согласуется с результатами [14]. Подробности процесса адсорбции ПЭ можно найти в [13-15].

2.3. Измерительная установка

На рис.2 схематически изображены установка для измерений (а) и сечение слоистой структуры сенсора ЭАДП с адсорбированным слоем ПЭ (б). Для измерений сенсор ЭАДП помещался в самодельную измерительную ячейку, изолированную с помощью уплотнения, которая с лицевой стороны контактирует с электролитом и реперным электродом, а с тыльной стороны – с позолоченным игольчатым контактом. Площадь контакта сенсора ЭАДП с раствором определяется диаметром и составляла примерно 0.5 см². В качестве реперного

электрода использовался обычный Ag/AgCl-электрод (Metrohm, 3 М KCl). В рабочем режиме к реперному электроду прикладывалось постоянное поляризующее напряжение для установления рабочей точки сенсора ЭАДП, а к системе прикладывалось переменное напряжение 20 мВ для измерения емкости сенсора. Измерения проводились в темной фарадеевской клетке при комнатной температуре.

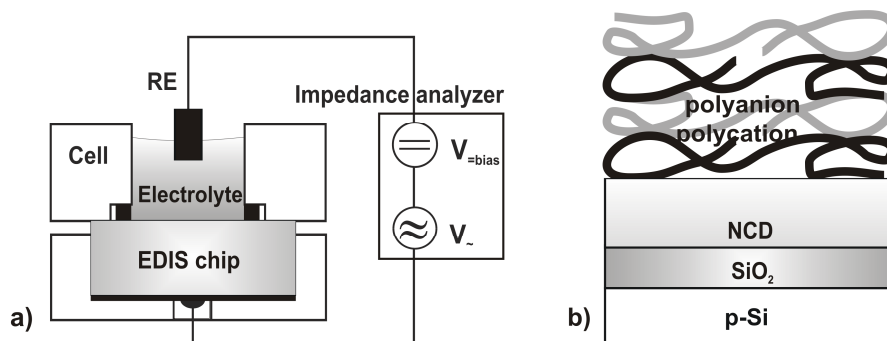


Рис.2. (а) Измерительная установка; (б) схематическое сечение структуры ЭАДП, функционирующей с многослойным ПЭ. РЕ – реперный электрод.

Сенсоры ЭАДП были характеризованы методами “емкость–напряжение” (Е–Н) и “постоянная емкость” (ПЕ) [22] с применением импедансного анализатора (Zahner Elektrik) после приведения их в действие с одним или многими слоями заряженных макромолекул. При использовании метода ПЕ емкость сенсора ЭАДП поддерживалась постоянной при помощи цепи управляющей обратной связи и изменение напряжения из-за адсорбции или связывания заряженных макромолекул регистрировалось как сигнал сенсора. Для сравнения измерялись также кривые Е–Н и ПЕ структур ЭАДП без слоя ПЭ.

3. Результаты и обсуждение

На рис.3 показаны типичные кривые Е–Н для сенсора ЭАДП после изготовления и после адсорбции каждого слоя ПЭ, измеренные на частоте 1 кГц. Видно, что адсорбция дополнительного слоя ПЭ сдвигает кривую Е–Н начальной структуры ЭАДП как вдоль оси емкости, так и вдоль оси напряжения. Небольшие изменения (5–10%) максимальной емкости (C_{max}) на кривой Е–Н в области накопления обусловлены дополнительным последовательным импедансом молекулярного слоя [22]. Наиболее интересная для сенсорных применений часть кривой Е–Н соответствует области обеднения, где наблюдаются сдвиги переменного потенциала (4–24 мВ) вдоль оси напряжения после адсорбции каждого слоя ПГА и ПСН на поверхность НКА. Это показывает, что молекулярный слой может также индуцировать изменение межповерхностного потенциала (который последователен с приложенным запирающим напряжением на используемом элементе), что приводит к переменному изменению зонного напряжения на структуре ЭАДП. Эти сдвиги ясно различимы на увеличенном графике области обеднения (~60% от C_{max}). Направление сдвига зависит от знака заряда последнего полиэлектролитного

слоя. Адсорбция отрицательно заряженного ПСН сдвигает кривую Е–Н в направлении, в котором имел бы место сдвиг при сообщении поверхности НКА дополнительного отрицательного заряда. И наоборот, направление изменения потенциала после адсорбции положительно заряженного ПАГ соответствует запирающей поверхности элемента НКА с большим положительным зарядом. Такие же изменения плоскостного напряжения наблюдались после адсорбции ПАГ и ПСН на структуры p -Si-SiO₂ или p -Si-SiO₂-Ta₂O₅ [13-15].

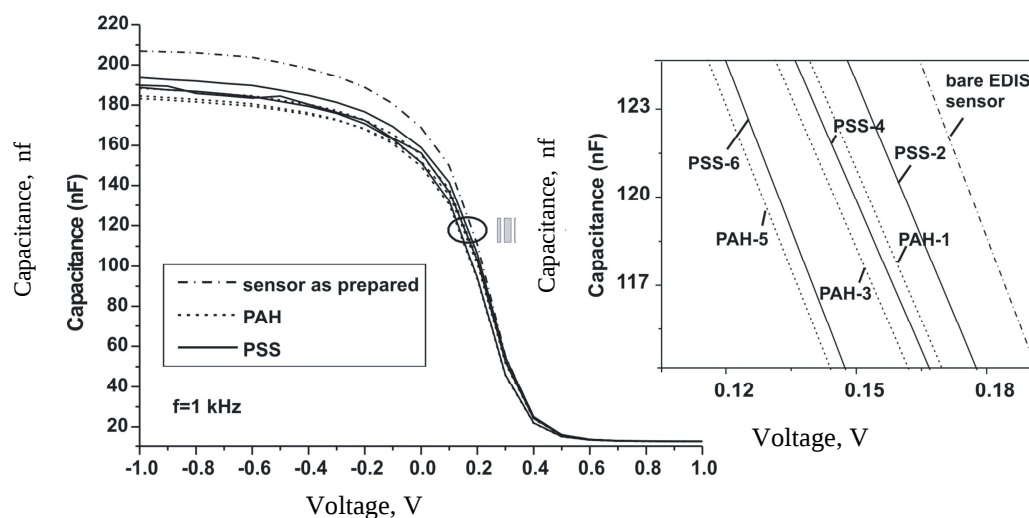


Рис.3. Типичные кривые Е–Н для сенсора ЭАДП после изготовления и после адсорбции, соответственно, положительно заряженного слоя ПАГ и отрицательно заряженного слоя ПСН. Сдвиг потенциала отчетливо виден (справа) на увеличенном графике области обеднения.

Для получения картины влияния числа слоев ПЭ на характеристики работающей структуры ЭАДП проводилось динамическое измерение ПЕ в процессе адсорбции 13 слоев ПЭ. Рис.4 показывает изменения напряжения как функцию числа слоев ПЭ, полученную из кривой ПЕ. Для сенсоров ЭАДП с числом адсорбированных слоев до 6-7 не наблюдалось сколько-нибудь четкого убывания сдвига напряжения с числом нанесенных слоев, что согласуется с ранее опубликованными результатами для структур ЭДП на p -Si-SiO₂ и p -Si-SiO₂-Ta₂O₅ подложках без пленок НКА [13-15]. Однако после адсорбции семи слоев амплитуда сдвига напряжения имеет тенденцию к убыванию с ростом числа слоев ПЭ. К примеру, сдвиг напряжения убывает от 12–15 мВ в структуре ЭАДП с 5–7 слоями ПЭ до 2–3 мВ в структуре с 10–13 слоями. Подобный эффект наблюдался в тонкопленочных кремниевых резисторах, работающих с многослойными ПЭ [16,17].

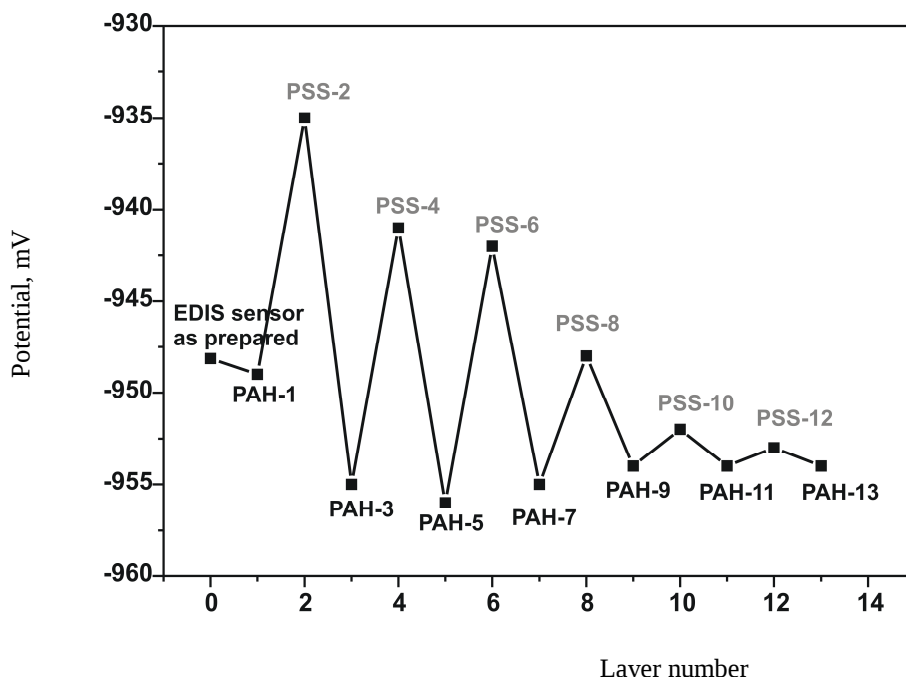


Рис.4. Сдвиги напряжения, полученные из кривых ПЭ, в зависимости от числа слоев ПЭ. Наибольшее число слоев ПЭ было 13.

Несмотря на интенсивные экспериментальные и теоретические исследования адсорбции ПЭ на поверхностях раздела между твердым телом и жидкостью, подробная картина межповерхностного поведения полимеров далеко не полна. Из экспериментов, представленных в настоящей работе, а также из ранее опубликованных работ по структуре Si-SiO₂ [13-17], очевидно, что наиболее важными параметрами, определяющими характеристики полевых сенсоров, работающих с заряженными макромолекулами, являются знак и величина заряда внешнего слоя, число адсорбированных слоев ПЭ и экранирование внутри смежных слоев заряженных макромолекул. Тем не менее, подробности точного механизма генерации сигнала пока не известны.

В последних работах [13-15] нами были предложены два основных возможных механизма, которые могут быть ответственны за экспериментально наблюдаемые эффекты в полевых устройствах, функционирующих с заряженными макромолекулами: 1) изменение плоскостного напряжения в емкостной полевой структуре, индуцированное электростатически собственным зарядом макромолекул; 2) эффекты заряда или потенциала, обусловленные перераспределением концентрации ионов (включая концентрацию протонов) в межмолекулярном пространстве либо внутри многослойного ПЭ. Другой механизм, предложенный в [16,17], основан на уменьшении концентрации подвижных ионов, а значит, и длины экранирования внутри многослойного ПЭ из-за его адсорбции. Все эти механизмы в той или иной степени дают вклад в генерацию сигнала.

4. Заключение

Полученные результаты показывают пригодность структур ЭАДП для безметочного электрического детектирования адсорбции и связывания заряженных макромолекул. Однако, эксперименты с функционированием структур ЭАДП не дают возможности четко различить вклады от каждого из вышеперечисленных механизмов. Поэтому последующие эксперименты должны быть направлены на выяснение основного механизма генерации сигнала. Кроме того, уменьшение подвижности заряженных биомолекул (типа ДНК и протеинов) на пленках НКА для расширения возможностей биосенсоров станет предметом будущих исследований.

Работа частично поддержана Министерством инноваций, науки, исследований и технологии земли Северный Рейн-Вестфалия (Германия).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.J.Hamers, J.E.Butler, T.Lasseter, B.M.Nichols, J.N.Russell Jr., K.-Y. Tse, W.Yang. *Diamond Relat. Mater.*, **14**, 661 (2005).
2. P.Christiaens, V.Vermeeren, S.Wenmackers, M.Daenen, K.Haenen, M.Nesladek, M.van de Ven, M.Ameloot, M.Michiels, P.Wagner. *Biosens. Bioelectron.*, **22**, 170 (2006).
3. J.Rubio-Retama, J.Hernando, B.Lopez-Ruiz, A.Hdrtl, D.Steinmuller, M.Stutzmann, E.Lopez-Cabarcos, J.A.Garrido. *Langmuir*, **22**, 5837 (2006).
4. K.S.Song, G.J.Zhang, Y.Nakamura, K.Furukawa, T.Hiraki, J.H.Yang, T.Funatsu, I.Ohdomari, H.Kawarada. *Phys. Rev. E*, **74**, 041919 (2006).
5. J.-H.Yang, K.-S.Song, S.Kuga, H.Kawarada. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, L1114 (2006).
6. K.-S.Song, M.Degawa, Y.Nakamura, H.Kanazawa, H.Umezawa, H.Kawarada. *Jpn. J. App. Phys.*, **43**, L814 (2004).
7. B.Rezek, H.Watanabe, D.Shin, T.Yamamoto, C.E.Nebel. *Diamond Relat. Mater.*, **15**, 673 (2006).
8. J.A.Garrido, A.Hartl, S.Kuch, M.Stutzman, O.A.Williams, R.B.Jackmann. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 073504-1 (2005).
9. H.Kawarada, Y.Araki, T.Sakai, T.Ogawa, H.Umezawa. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **185**, 79 (2001).
10. K.-S.Song, T.Sakai, H.Kanazawa, Y.Araki, H.Umezawa, M.Tachiki, H.Kawarada. *Biosens. Bioelectron.*, **19**, 137 (2003).
11. P.Christiaens, M.H.Abouzar, A.Poghossian, T.Wagner, N.Bijnens, W. De Ceuninck, O.A.Williams, M.Daenen, K.Haenen, M.J.Schoning, P.Wagner. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **204**, 2925 (2007).
12. P.Christiaens, M.H.Abouzar, A.Poghossian, T.Wagner, N.Bijnens, O.A.Williams, M.Daenen, K.Haenen, M.J.Schoning, P.Wagner. *Proc. 14th Int. Conf. on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, Lyon (France), 10-14 June 2007, pp.1891-1894.
13. A.Poghossian, M.H.Abouzar, M.Sakkari, T.Kassab, Y.Han, S.Ingebrandt, A.Offenhausser, M.J.Schoning. *Sens. Actuators B*, **118**, 163 (2006).
14. A.Poghossian, M.H.Abouzar, F.Amberger, D.Mayer, Y.Han, S.Ingebrandt, A.Offenhausser, M.J.Schoning. *Biosens. Bioelectron.*, **22**, 2100 (2007).
15. A.Poghossian, S.Ingebrandt, M.H.Abouzar, M.J.Schoning. *Appl. Phys., A*, **87**, 517 (2007).
16. P.A.Neff, A.Naji, C.Ecker, B.Nickel, R.Klitzing, A.R.Bausch. *Macromolecules*, **39**, 463 (2006).
17. P.A.Neff, B.K.Wunderlich, S.Q.Lud, A.R.Bausch. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **14**, 3417 (2006).
18. G.Decher, M.Eckle, J.Schmitt, B.Struth. *Curr. Opin. Coll. Interface Sci.*, **3**, 32 (1998).
19. M.Schonhoff. *Curr. Opin. Coll. Interface Sci.*, **8**, 86 (2003).
20. O.A.Williams, M.Nesladek. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **203**, 3375 (2006).
21. M.Daenen, O.A.Williams, J.D'Haen, K.Haenen, M.Nesladek. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **203**, 3005 (2006).
22. A.Poghossian, D.-T.Mai, Yu.Mourzina, M.J.Schoning. *Sens. Actuators, B*, **103**, 423 (2004).

SENSING CHARGED MACROMOLECULES WITH NANOCRYSTALLINE DIAMOND – BASED FIELD – EFFECT CAPACITIVE SENSORS

A. POGHOSSIAN, M.H. ABOUZAR, P. CHRISTIAENS, O.A. WILLIAMS,
K. HAENEN, P. WAGNER, M.J. SCHLIJNING

The possibility of a label-free electrical detection of layer-by-layer adsorbed polyelectrolyte (PE) multilayers using a field-effect capacitive electrolyte-diamond-insulator-semiconductor (EDIS) structure is investigated. Positively charged synthetic polyelectrolyte PAH (Poly (allylamine hydrochloride)) and negatively charged PSS (Poly (sodium 4-styrene sulfonate)) have been used as a model system. Nanocrystalline diamond films were grown on p-Si-SiO₂ substrates by a microwave plasma-enhanced chemical vapor deposition from a mixture of methane and hydrogen. The EDIS sensors functionalized with charged macromolecules have been characterized by means of capacitance-voltage and constant-capacitance methods. Alternating shifts in the capacitance-voltage and constant-capacitance curves have been observed after the adsorption of each polyanion and polycation layer, respectively. The effect of the number of the adsorbed PE layers and polarity of the outermost layer on the sensor response is discussed.

УДК 621.315

СЕНСОРЫ НА СТРУКТУРАХ ЭЛЕКТРОЛИТ–ДИЭЛЕКТРИК–ПОЛУПРОВОДНИК, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ФЕРМЕНТАМИ

М. ТУРЕК^{1,2}, М. КОЙСГЕН³, А. ПОГОСЯН^{1,2},
А. МУЛЧАНДАНИ⁴, Дж. ВАНГ⁵, М.Дж. ШИННГ^{1,2}

¹Институт нано- и биотехнологий (ИНБ),

Аахенский университет прикладных наук, Юлих, Германия

² Институт био- и наносистем (ИБН-2), Исследовательский центр Юлих, Германия

³ Институт фармацевтической химии, Университет Филиппс, Марбург, Германия

⁴ Инженерный отдел химии и охраны окружающей среды,

Университет Риверсайд, Калифорния, США

⁵ Центр биоэлектроники и биосенсоров, Университет штата Аризона, Темпе, США

(Поступила в редакцию 24 октября 2007 г.)

Реализованы полевые емкостные ферментные биосенсоры для детектирования пенициллина, фосфорорганических пестицидов, цистеин-сульфоксид аллиина и цианида. Биосенсоры получены путем иммобилизации соответствующих ферментов (пенициллиназы, фосфорорганической гидролазы, аллииназы и цианидазы) на поверхность элемента рН-чувствительной структуры ЭДП (электролит–диэлектрик–полупроводник). Принцип действия таких биосенсоров основан на детектировании изменения локального рН в результате той или иной каталитической реакции фермента. В качестве рН-чувствительных датчиков использовались тонкие пленки Ta₂O₅, Si₃N₄ или Al₂O₃. Для каждого типа ферментных биосенсоров оптимизировался состав и рН буферного раствора с целью получения высокой чувствительности, большого интервала линейного измерения и низкого предела детектирования. Дана сводка основных характеристик разработанных ферментных биосенсоров.

1. Введение

В последние годы сенсоры на полупроводниковых устройствах в сочетании с биологическими компонентами привлекают большое внимание как для исследований, так и для возможных промышленных применений (см., например, последние обзоры [1-4] и литературу в них). Это обусловлено их хорошими электрохимическими свойствами, возможностью миниатюризации и низкими расходами производства по сравнению с

комплексными методами обычного инструментального анализа. Применения подобных биохимических сенсоров весьма разнообразны: от мониторинга окружающей среды, биомедицинских и биотехнологических применений до анализа пищевых продуктов и лекарств. Благодаря особой способности связывания, а также каталитической активности ферменты часто используются в качестве элементов биологического распознавания для высокоселективного аналитического детектирования. Ферменты являются протеинами с каталитическим действием; они понижают энергетический порог, при котором данная реакция имеет место.

Настоящая работа подытоживает последние разработки и исследования в области ферментно-модифицированных полевых емкостных ЭДП-сенсоров. В отличие от хорошо известных ферментно-модифицированных полевых транзисторов [1-4], ЭДП-сенсоры более просто устроены, легче изготавливаются и обходятся дешевле (фотолитографические процессы обычно не требуются) и могут быть сравнительно легче защищены от действия раствора электролита посредством уплотнителей, позволяя таким образом обходиться без сложных процессов инкапсуляции.

В работе приводятся основные характеристики разработанных ферментно-модифицированных ЭДП-сенсоров для детектирования антибиотика пенициллина [4-7], фосфорорганических пестицидов (параоксан, паратион, диазинон и дихлорфос) [4,8-11], цистеин-сульфоксидного аллиина [4,12] и цианида [4,11,13,14] с использованием, соответственно, ферментов пенициллиназы, фосфорорганической гидролазы, аллииназы и цианидазы. Особенно большой коммерческий интерес представляют последние два типа сенсоров, которые могут применяться для контроля содержания цианидов (например, в металлдобывающей и штамповочной промышленности), остротоксичных для животных и человека, и аллиинов, количество которых определяет качество растительных препаратов, содержащих чеснок и известных как антидиабетические, антиатеросклеротические и понижающие холестерин средства.

2. Принцип действия ферментно-модифицированного ЭДП-сенсора

Простейший полевой ферментный биосенсор основан на структуре ЭДП, являющейся (био)химически чувствительной емкостью. Ферментно-модифицированный сенсор строится обычно на иммобилизации фермента на диэлектрическом элементе структуры ЭДП. В общем случае действие такого сенсора можно объяснить следующим образом [1]: в процессе реакции фермента со своей подложкой либо образуются продукты реакции, либо расходуются реагенты. Это изменение концентраций может быть измерено полевым датчиком. В наших исследованиях ферментные биосенсоры сделаны на pH-чувствительных ЭДП-структурах, которые регистрируют изменения локального pH в результате ферментной реакции. В качестве примера приведем ферментную реакцию, происходящую при детектировании пенициллина:



Фермент пенициллиназы катализирует гидролиз пенициллина с образованием пенициллиновой кислоты, приводящей к изменению локального pH вблизи области элемента ЭДП-структуры. Это изменение является сигналом биосенсора: чем выше концентрация пенициллина в тестируемом образце, тем больше изменение pH.

3. Эксперимент

Нами получены полевые емкостные ферментные биосенсоры для детектирования пенициллина, фосфорорганических пестицидов, цистеин-сульфоксид аллиина и цианида. Биосенсоры получены путем иммобилизации соответствующих ферментов (пенициллиназы, фосфорорганической гидролазы, аллииназы и цианидазы) на поверхность элемента pH-чувствительной структуры ЭДП. Рис.1 схематически показывает сечение слоистой структуры ферментно-модифицированного ЭДП-сенсора и экспериментальную установку, использованную для измерения характеристик сенсора. В качестве датчиков использовались тонкие пленки Ta_2O_5 , Si_3N_4 или Al_2O_3 . Для проведения измерений ЭДП-биосенсор монтировался в самодельную ячейку с уплотнительным кольцом, которая соединена с фронтальной стороны с электролитом и реперным электродом (обычно $Ag/AgCl$), а с тыльной стороны – с позолоченной иглой. Размеры чипа ЭДП-структуры составляли 10 мм (10 мм). Площадь контакта ЭДП-сенсора с раствором была примерно 0.5 см^2 . Для каждого типа ферментных биосенсоров оптимизировались состав и pH буферного раствора с целью получения высокой чувствительности, большого интервала линейного измерения и низкого предела детектирования [4,9,12, 14,15].

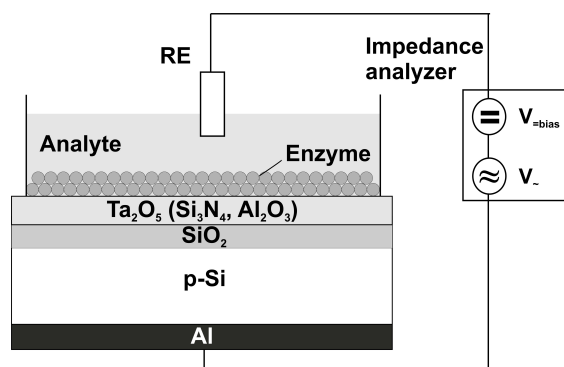


Рис.1. Схематическое изображение сечения слоистой структуры ферментно-модифицированного ЭДП-сенсора и экспериментальная установка, использованная для измерения характеристик сенсора. РЕ – реперный электрод.

Для снятия характеристик разработанных ЭДП-сенсоров использовались импедансные анализаторы (Zahner Elektrik). Применялись два основных метода измерений: метод емкость–напряжение (Е–Н), аналогичный известным измерениям в МОП (металл–оксид–полупроводник) конденсаторах и метод постоянной емкости (ПЕ) [1,4]. Метод ПЕ допускает исследование динамического поведения сенсора, а также изучение эффектов дрейфа и гистерезиса. Для измерений прикладывалось постоянное поляризующее напря-

жение посредством реперного электрода для установления рабочей точки (как правило, в линейной области кривой Е–Н на уровне 60% от максимальной емкости) и малое переменное напряжение (10–50 мВ) – для измерения емкости при слабых сигналах ЭДП-сенсора.

4. Результаты и обсуждение

Результаты электрохимического описания ферментно-модифицированных ЭДП-сенсоров продемонстрируем на примере биосенсора, реагирующего на пенициллин. На рис.2 приведены типичная Е–Н кривая (слева) в рабочем буфере (0.25 ммоль полимикс буфер с рН 8) и ПЕ-отклик (справа) в растворах пенициллина G различных концентраций от модифицированной пенициллиназой ЭДП-структуры. В данном эксперименте фермент пенициллиназы (ЕС 3.5.2.6., *Bacillus cereus* от Sigma, удельная активность 1650 ед/мг протеин) был адсорбционно иммобилизован на рН-чувствительный элемент Та₂О₅. Основными преимуществами метода адсорбционной иммобилизации являются простота и низкая стоимость без каких-либо потерь в активности фермента и возможности его последующей регенерации [1,15].

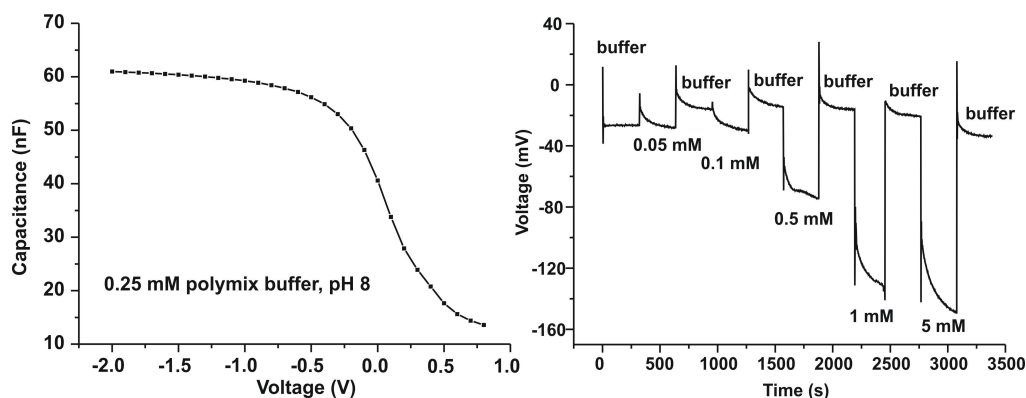


Рис.2. Типичная Е–Н кривая (слева) в рабочем буфере (0.25 ммоль полимикс буфер с рН 8) и ПЕ-отклик (справа) в растворах пенициллина G различных концентраций от модифицированной пенициллиназой ЭДП-структуры.

С увеличением концентрации пенициллина от 0.05 до 5 ммоль концентрация Н⁺-ионов, образующихся при катализе пенициллина, также возрастает. Возникающие при этом изменения поверхностного потенциала элемента, а значит, изменения напряжения на выходе сенсора коррелируют непосредственно с соответствующей концентрацией пенициллина в растворе.

Характеристики всех четырех изготовленных ферментных биосенсоров, т.е. чувствительность, линейный рабочий интервал, тип фермента, способ иммобилизации и детектируемое вещество, приведены в табл.1. Время жизни полученных ЭДП-биосенсоров –

от нескольких недель в случае сенсоров, чувствительных к цианидам [4,13,14], до примерно года для биосенсоров, чувствительных к пенициллину [1,4,15]. В случае пенициллиновых биосенсоров дополнительные эксперименты показывают также следующие свойства: адсорбция фермента на пористую структуру слоев ЭДП [1,4], позволяющая миниатюризировать сенсор, сохраняя сравнимую чувствительность и вафельное соединение ЭДП-биосенсора с микрообработанной проточной микроячейкой, имеющая преимущество работы с образцами малого объема – до 300 нл [5,6].

Табл.1. Сводка характеристик разработанных ферментно-модифицированных ЭДП-сенсоров, включающая тип фермента, способ иммобилизации и детектируемое вещество.

Детектируемое вещество	Фермент	Иммобилизация	Линейный интервал измерения	Чувствительность
Аллиин	Аллииназа	Сублимационная сушка и захват под диализную мембрану	$1 \times 10^{-7} - 1 \times 10^{-4}$ моль	~18 мВ/декада
Пенициллин	Пенициллиназа	Структурирующая; адсорбционная	0.05–2 ммоль	~130 мВ/моль
Цианид	Цианидаза	Ковалентная связь с NHS-активированной сефарозой TM и захват под диализную мембрану	$1 \times 10^{-6} - 1 \times 10^{-2}$ моль	~4 мВ/декада
Фосфорорганические пестициды	Фосфорорганическая гидролаза	Адсорбционная; структурирующая (глутаральдегид); захват в нафине	10–100 μ моль	~0.29 мВ/ μ моль

5. Заключение

Мы разработали ферментно-модифицированный полевой биосенсор для детектирования пенициллина, фосфорорганических пестицидов, аллиина и цианида, используя конструктивно простую, легко изготавливаемую емкостную ЭДП-структуру. Некоторые из этих биосенсоров, например, сенсоры для регистрации пенициллина и фосфорорганических пестицидов, подробно исследованы для оптимизации их работы, другие же подобные сенсоры, детектирующие цистеин-сульфоксид аллиин либо цианид, находятся в стадии предварительного изучения и показывают осуществимость регистрации вышеуказанных веществ при помощи ферментно-модифицированных ЭДП-структур.

Авторы благодарят Федеральное министерство образования и исследований (проект "SAFE" BMBF) за финансовую поддержку, а также J.P.Kloock, T.Wagner, N.Ndther and D.Rolka за техническую поддержку и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Poghossian, M.J.Schoning.** Silicon-based chemical and biological field-effect sensors, in C.A.Grimes, E.C.Dickey, M.V.Pishko (eds.), *Encyclopedia of Sensors*, American Scientific Publishers, Stevenson Ranch (USA), 2006, vol.9, pp.463-534.
2. **M.J.Schoning, A.Poghossian.** **18**, 1893 (2006).
3. **M.J.Schoning, A.Poghossian.** *Analyst*, **127**, 1137 (2002).
4. **M.J.Schoning.** *Sensors*, **5**, 126 (2005).
5. **N.Nather, D.Rolka, A.Poghossian, M.Koudelka-Hep, M.J.Schoning.** *Electrochimica Acta*, **51**, 924 (2005).
6. **M.J.Schoning, N.Nather, V.Auger, A.Poghossian, M.Koudelka-Hep.** *Sens. Actuators, B*, **108**, 986 (2005).
7. **D.Rolka, A.Poghossian, M.J.Schoning.** *Sensors*, **4**, 84 (2004).
8. **M.J.Schoning, M.Arzdorf, P.Mulchandani, W.Chen, A.Mulchandani.** *Sensors*, **3**, 119 (2003).
9. **M.J.Schoning, M.Arzdorf, P.Mulchandani, W.Chen, A.Mulchandani.** *Sens. Actuators B*, **91**, 92 (2003).
10. **M.J.Schoning, R.Krause, K.Block, M.Musameh, A.Mulchandani, J.Wang.** *Sens. Actuators B*, **95**, 291 (2003).
11. **M.J.Schoning, J.P.Kloock, D.-T.Knobbe, R.Krause, W.Block, J.Wang, A.Mulchandani, M.Keusgen.** *VDI-Berichte*, **1829**, 699 (2004).
12. **M.Keusgen, M.Junger, I.Krest, M.J.Schoning.** *Sens. Actuators B*, **95**, 297 (2003).
13. **M.Keusgen, J.P.Kloock, D.-T.Knobbe, M.Junger, I.Krest, M.Goldbach, W.Klein, M.J.Schoning.** *Sens. Actuators B*, **103**, 380 (2004).
14. **M.Turek, L.Ketterer, M.Classen, H.K.Berndt, G.Elbers, P.Kruger, M.Keusgen, M.J.Schoning.** *Sensors*, **7**, 1415 (2007).
15. **A.Poghossian, M.Thust, P.Schroth, A.Steffen, H.Luth, M.J.Schoning.** *Sens. Mater.*, **13**, 207 (2001).

ENZYME-MODIFIED ELECTROLYTE-INSULATOR-SEMICONDUCTOR SENSORS

M. TUREK, M. KEUSGEN, A. POGHOSSIAN,
A. MULCHANDANI, J. WANG, M.J. SCHÖNING

Field-effect capacitive enzyme biosensors for the detection of penicillin, organophosphorous pesticides, the cysteine sulphoxide alliin, and cyanide have been realized by means of immobilization of the respective enzymes (penicillinase, organophosphorous hydrolase, alliinase and cyanidase) onto the gate surface of a pH-sensitive EIS (electrolyte-insulator-semiconductor) structure. The functional principle of these biosensors is based on the detection of a local pH change resulting from the particular catalytic reaction of the enzyme. As pH-sensitive transducer materials, thin films of Ta_2O_5 , Si_3N_4 or Al_2O_3 have been utilized. For each type of enzyme biosensor, the composition and pH value of the buffer solution have been optimized in terms of a high sensitivity, a wide linear measuring range, and a low detection limit. Basic characteristics of the developed enzyme biosensors are summarized.

УДК 620.91

ОБРАБОТКА НАНОПРОВОЛОК ZnO ФОКУСИРОВАННЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ В СКАНИРУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ

Г.Ш. ШИМАОНЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 19 октября 2007 г.)

Исследованы нанопроволоки ZnO на Si подложке, выращенные методом паровой фазовой эпитаксии. Исследования с помощью сканирующего электронного микроскопа показали, что имеются одиночные и групповые нанопроволоки, среди которых были обнаружены прямые и согнутые, совершенные и несовершенные нанопроволоки, а также нанопроволоки с чистыми поверхностями и поверхностями с темными пятнами и характерными особенностями. После полировки и срезания фокусированным ионным пучком было выявлено, что нанопроволоки однородны. Определены размеры нанопроволок: длина порядка 2–24 мкм, а ширина и высота – 200–500 нм,

1. Введение

В последнее время полупроводниковые нанопроволоки привлекают большое внимание исследователей [1-6]. Разработаны новые методы для изготовления большого количества разнообразных структур [3,4,6-9], характеристики которых зависят от точных условий роста, от подложек и катализаторов. В частности, самоорганизованные нанопроволоки демонстрируют большое разнообразие интересных и уникальных свойств, поскольку возможно обеспечить их достаточно качественный рост относительно легко контролируемыми процессами и их становление, почти свободное от напряжения при этих условиях. В частности, в последние годы возросший интерес к нанопроволокам из ZnO обусловлен своеобразием их оптических свойств [2,6,10-16]. Эта система материалов наиболее перспективна для коротковолновых оптоэлектронных приборов. Внимание к ZnO значительно возросло с тех пор, как был опубликован первый доклад о *p*-легированных ZnO светоизлучательных диодах [15]. Уже известны многие их применения при комнатной температуре, такие, как полевые транзисторы с одиночными нанопроволоками, светоизлучательные диоды, лазерные диоды, логические селективные элементы, комбинированные с *n*- и *p*-типами нанопроволок, солнечные вентили и сенсоры [1,5,15-19]. Самоорганизованные нанопроволоки из ZnO имеют существенные преимущества по сравнению с другими системами материалов – отсутствие поверхностной оксидации, высокая энергия связи экситона, ферромагнитные свойства, когда они легированы переходными элементами. Основные свойства данных систем – это их уникальное разнообразие с точки

зрения геометрических размеров и состава. Однако, для любых применений детальное знание оптических свойств, их микроскопического происхождения, поверхностной морфологии и поперечного сечения, которые зависят от методики роста и геометрии нанопроволок, имеет фундаментальное значение.

В настоящей статье сообщается об исследовании с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) поверхности и поперечного сечения нанопроволок ZnO, выращенных по методу паровой фазовой эпитаксии на подложке Si и обработанных фокусированным ионным пучком. Коммерческие системы фокусированных ионных пучков начали производиться почти десять лет тому назад, в первую очередь, для крупных производителей полупроводников. Системы фокусированного ионного пучка функционируют по подобию СЭМ, с тем отличием, что вместо пучков электронов используют сфокусированные пучки ионов галлия. Последние могут функционировать при низких токах для получения изображений или при больших токах для вырезания маленьких отверстий в образце в хорошо локализованных участках. Таким способом могут быть получены изображения поперечных сечений структуры или же могут быть сделаны изменения в этих структурах. Применение фокусированного ионного пучка включает в себя изображение поперечных сечений полупроводниковых слоистых структур и приборов, изменение электрических путей в полупроводниковых приборах, модификацию цепей, анализ повреждений и дефектов, подготовку к физико-химическому анализу, подготовку образцов для пропускающего электронного микроскопа, микромеханическую обработку, ремонт маски и непроводниковые применения.

2. Эксперимент

Эксперименты проводились с помощью системы фокусированного ионного пучка, который был комбинирован с СЭМ. Внутреннее давление в СЭМ составляло $\sim 10^{-7}$ мБар. Во время работы наклон предметного столика в системе СЭМ или фокусированного ионного пучка составлял 52° . Диаметр электронного пучка для получения СЭМ изображения составлял 1 нм, прикладываемое высокое ускоряющее напряжение – 20 кВ, а ток – 0.4 нА. При срезании диаметр фокусированного Ga^+ ионного пучка составлял 3 нм и приложенное напряжение – 30 кВ. Время срезания фокусированным ионным пучком зависело от срезаемой площади образца и длилось от нескольких секунд до часа. Грубое и мелкое срезания фокусированным ионным пучком образца, соответственно, производились Ga^+ ионным током 20 нА и 5 нА.

Нанопроволочные образцы ZnO были выращены на подложке Si по методу паровой фазовой эпитаксии [20]. После роста (~ 30 мин) было получено большое количество единичных кристаллических нанопроволок [12-14]. Геометрическая структура полученных нанопроволок сильно зависит от условий роста. В частности, могут сильно меняться температуры как источника материала, так и подложки, а также давление и поток газа. Ввиду того, что отдельные нанопроволоки только что выращенной группы не могут быть непосредственно обработаны фокусированным ионным пучком или СЭМ, одиночные нанопроволоки должны извлекаться из группы. Это было достигнуто с помощью обработки

их ультразвуком в рассеивающей ванне [12-14]. Оптические свойства отдельных и групповых нанопроволок исследовались в [12-14].

Для исследования поверхности нанопроволок ZnO с помощью СЭМ были изготовлены образцы с большими плотностями нанопроволок. После полировки или срезания разных нанопроволок с помощью фокусированного ионного пучка исследовались поверхности и поперечные сечения нанопроволок с помощью СЭМ. Полировка нанопроволок с помощью фокусированного ионного пучка производилась в течение нескольких секунд при значении Ga^+ ионного тока 1 пА. Процесс срезания различных нанопроволок фокусированным ионным пучком производился от нескольких секунд до 1 минуты при значениях Ga^+ ионного тока 0.3 нА и 1 нА.

3. Результаты и обсуждение

В этом разделе представлены результаты исследования с помощью СЭМ нанопроволок ZnO, выращенных по методу паровой фазовой эпитаксии на Si подложке, после их полировки и срезания фокусированным ионным пучком, с целью получения ответа на вопрос – однородны ли нанопроволоки? СЭМ-изображения ряда нанопроволок ZnO приведены на рис.1 и 2. Существуют групповые и одиночные нанопроволоки (рис.1), среди которых были обнаружены прямые и согнутые, а также совершенные (с регулярными гранями и плоскими поверхностями) (рис.1) и несовершенные (с нерегулярными гранями и неровными поверхностями, с измененной шириной, повреждениями и частицами) (рис.2). Определены размеры нанопроволок: их длина составляет 2–24 мкм, а ширина и высота – 200–500 нм. Гексогональные грани нанопроволок были изучены с помощью СЭМ-изображений, которые выявляют хорошее кристаллическое качество нанопроволок (рис.1).

Исследования с помощью СЭМ показали, что существуют нанопроволоки с чистыми поверхностями (рис.1) и с темными пятнами и характерными особенностями на поверхностях и гранях, а также грубые и неровные нанопроволоки (рис.2). Для того чтобы выяснить, проникают ли внутрь нанопроволок эти поверхностные особенности, поверхности и поперечные сечения нанопроволок были изучены путем обработки фокусированным ионным пучком – полировка (рис.3b и 4b) и срезание (рис.4с и рис.5) нанопроволок при значениях Ga^+ ионного тока 3 нА. СЭМ-изображения только при полировании, при полировании и срезании, и только при срезании нанопроволок ZnO при значениях Ga^+ ионного тока 3 нА представлены, соответственно, на рис.3, 4 и 5.

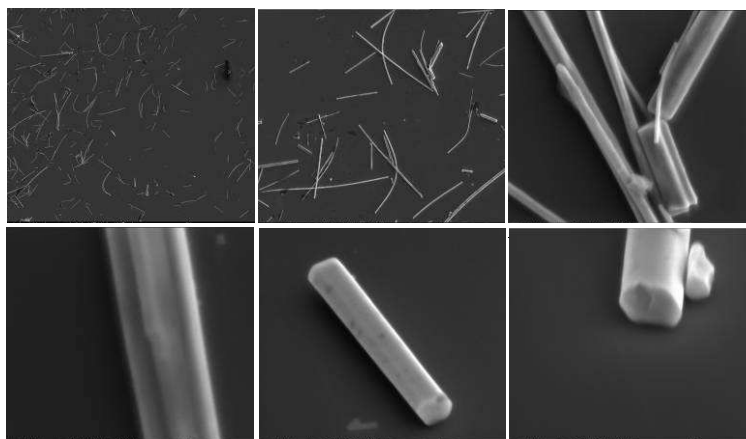


Рис.1. СЭМ-изображения (с разными площадями) групповых (а, b, c) и одиночных (d, e, f) совершенных ZnO нанопроволок на Si подложке (в мкм²): а) 10 x 8,5; b) 4,1 x 3,0; c) 3,0 x 2,5; d) 1,00 x 0,85; e) 2,4 x 2; f) 1,3 x 1,1.

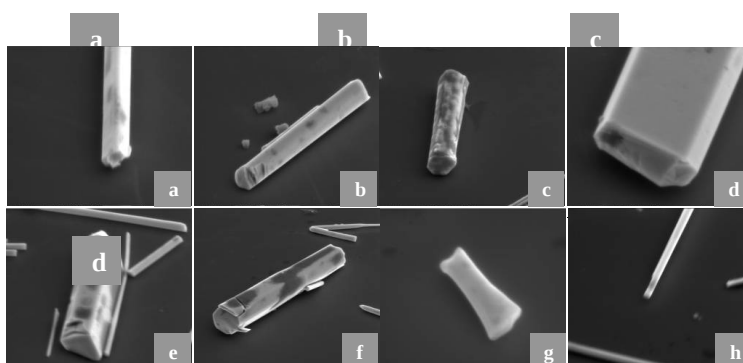


Рис.2. СЭМ-изображения (с разными площадями) несовершенных ZnO одиночных нанопроволок на Si подложке (в мкм²): а) 2,20 x 1,85; б) 2,20 x 1,85; в) 2,20 x 1,85; d) 0,60 x 0,51; e) 1,3 x 1,1; f) 2,20 x 1,85; g) 2,20 x 1,85; h) 5,3 x 4,5.

Исследование поверхностей нанопроволок с помощью СЭМ показало, что поверхностные пятна (рис.3а) и характерные особенности (рис.3с,е) на поверхностях и гранях нанопроволок исчезают после полирования фокусированным ионным пучком (рис.3б,д,ф), откуда следует, что они не проникают во внутрь нанопроволок. После полировки фокусированным ионным пучком оказалось, что каждая нанопроволока имеет чистую однородную поверхность. Это позволяет заключить, что все темные пятна и характерные особенности на нанопроволоках в действительности являются только поверхностными дефектами. Были определены также размеры особенностей и структур на поверхностях нанопроволок: длина ≥ 200 нм, ширина 5–100 нм.

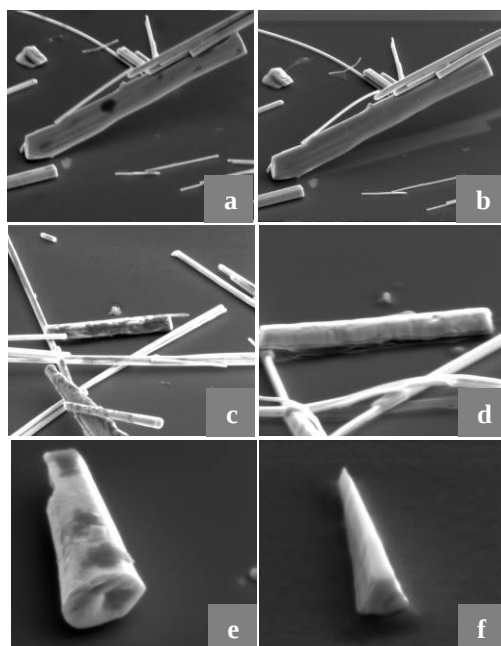


Рис.3. СЭМ-изображения (с разными площадями) ZnO нанопроволок до (а, с, е) и после (b, d, f) полировки при значении Ga^+ ионного тока 3 нА (в μm^2): а) 2,7 x 2,3; б) 2,7 Ч 2,3; с) 5,3 x 4,5; d) 2,7 x 2,3; е) 1,3 x 1,1; f) 1,3 x 1,1.

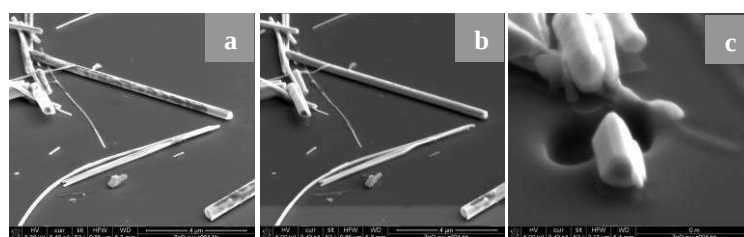


Рис.4. СЭМ-изображения (с разными площадями) ZnO нанопроволок до полировки и срезания (а), после полировки (b) и срезания (с) фокусированным ионным пучком в течение нескольких секунд при значении Ga^+ ионного тока 3 нА (в μm^2): а) 9,0 x 7,7; б) 9,0 x 7,7; с) 1,80 x 1,55.

Поскольку Ga^+ ионный ток (3 нА) очень большой и приводит к расплавлению нанопроволок (рис.4с и 5с), то Ga^+ ионный ток уменьшался до 1 пА (рис.6b). После обработки нанопроволоки не расплавляются (рис.6b). Последующие исследования были проведены при значении Ga^+ ионного тока 1 пА. Для исследования поперечных сечений нанопроволок они были срезаны с помощью фокусированного ионного пучка. Срезание фокусированным ионным пучком дает информацию о глубинной структуре нанопроволок, т.е. о скрытых структурах внутри нанопроволок и проникают ли эти структуры внутрь нанопроволок. Срезанные групповые и одиночные нанопроволоки (рис.7), а также постепенно срезанные ZnO нанопроволоки (рис.8) были исследованы при значении

Ga^+ ионного тока 1 пА путем устранения слоя с помощью фокусированного ионного пучка.

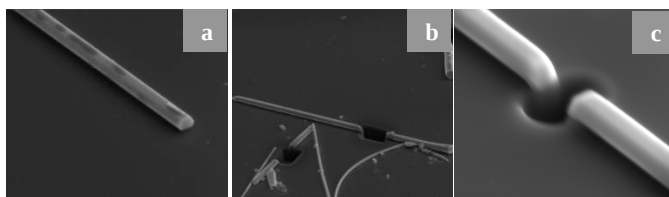


Рис.5. СЭМ-изображения (с разными площадями) ZnO нанопроволок до (а) и после (b, c) среза фокусированным ионным пучком в течение нескольких секунд при значении Ga^+ ионного тока 3 нА (6 мкм²): а) 4,3 x 3,7; b) 7,1 x 6,0; c) 2,20 x 1,85.

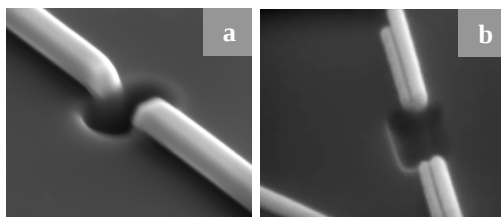


Рис.6. СЭМ-изображения (с разными площадями) ZnO нанопроволок, срезаемых при значениях Ga^+ ионного тока 3 нА (а) и 1 пА (b) (6 мкм²): а) 2,20 x 1,85; b) 5,3 x 4,5.

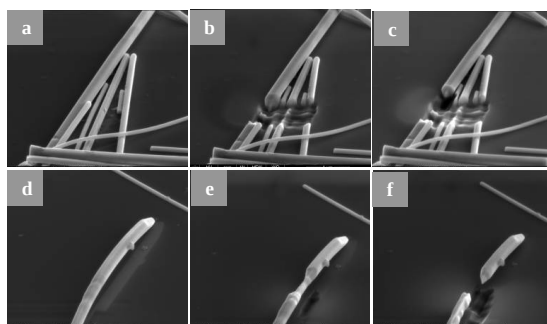


Рис.7. СЭМ-изображения (с площадью 5,3 x 4,5 мкм²) ZnO нанопроволок до (а, d) и после (b, c, e, f) среза фокусированным ионным пучком при значении Ga^+ ионного тока 1 пА.

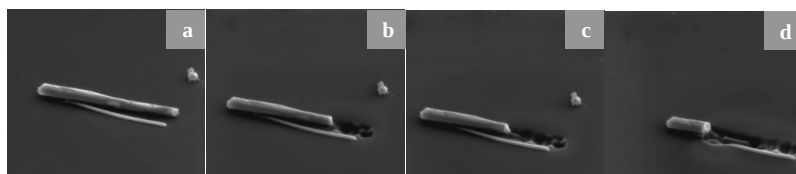


Рис.8. СЭМ-изображения (с площадью 5,3 x 4,5 мкм²) постепенно срезаемых фокусированным ионным пучком нанопроволок ZnO при значении Ga^+ ионного тока 1 пА.

Исследование поперечных сечений показало, что особенности на поверхностях и гранях нанопроволок исчезают после обработки нанопроволок фокусированным ионным пучком. Было также установлено, что не существует скрытых структур внутри нанопроволок и что темные пятна и характерные особенности не проникают внутрь нанопроволок. Это позволяет сделать вывод, что нанопроволоки однородны.

4. Заключение

Исследования с помощью СЭМ показали, что существуют одиночные и групповые ZnO нанопроволоки, среди которых имеются как совершенные, так и несовершенные. Изучение поверхности нанопроволок ZnO с помощью СЭМ выявило, что их поверхность неоднородна – на них имеются разные пятна и характерные особенности, которые исчезают после обработки фокусированным ионным пучком, откуда следует, что нанопроволоки однородны.

Автор благодарит НАТО за грант FEL.RIG980772, профессора Е.Фалта (Бременский университет, Германия) – за плодотворное сотрудничество, и академика В.М.Арутюняна (Ереванский государственный университет) – за полезные обсуждения и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Yang, H.Yan, S.Mao, R.Russo, J.Johnston, R.Saykally, N.Morris, J.Pharm, R.He, H.-J.Choi. *Adv. Funct. Mater.*, **12**, 323 (2002).
2. U.Ozgur, Y.I.Alivov, C.Liu, A.Teke, M.A.Reshchikov, S.Dogan, V.Avrutin, S.-J.Cho, H.Markos. *J. Appl. Phys.*, **98**, 041301 (2005).
3. M.H.Huang, S.Mao, H.Feick, H.Yan, Y.Wu, E.Weber, R.Russo, P.Yang. *Science*, **292**, 1897 (2001).
4. G.C.Yi, C.Wang, W.I.Park. *Semicon. Sci. Technol.*, **20**, S22 (2005).
5. X.Duan, Y.Huang, R.Agarwal, C.M.Lieber. *Nature*, **421**, 241 (2003).
6. Z.L.Wang. *Mater. Today*, **6**, 26 (2004).
7. L.Samuelson. *Mater. Today*, **6**, 22 (2003).
8. H.J.Fan, W.Lee, R.Scholz, A.Dadgar, A.Krost, K.Niensch, M.Zacharias. *Nanotechnology*, **16**, 913 (2005).
9. H.J.Fan, P.Werner, M.Zacharias. *Small*, **2**, 700 (2006).
10. C.Klingshirn, R.Hauschild, H.Priller, M.Decker, J.Keller, H.Kalt. *Superlattices and microstructures*, **38**, 209 (2005).
11. C.Klingshirn, H.Priller, M.Decker, J.Brueckner, H.Kalt, R.Hauschild, J.Zeller, A.Waag, A.Bakin, H.Weihmann, K.Thonke, R.Sauer, R.Kling, F.Reuss, Ch.Kirchner. *Adv. in Solid State Phys.*, **45**, 261 (2005).
12. L.Wischmeier, T.Voss, S.Borner, W.Schade. *Appl. Phys. A*, **84**, 111 (2006).
13. L.Wischmeier, C.Bekeny, T.Voss, S.Borner, W.Schade. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **243**, 919 (2006).
14. L.Wischmeier, T.Voss, I.Ruckmann, J.Gutowski. *Phys. Rev. B*, **74**, 17 (2006).
15. A.Tsukazaki et al. *Nature Materials*, **4**, 42 (2005).
16. J.Xiang, W.Lu, Y.Hu, Y.Wu, H.Yan, C.M.Lieber. *Nature*, **441**, 489 (2006).
17. B.S.Kang, Y.W.Heo, L.C.Tien, D.P.Norton, F.Ren, B.P.Gila, S.J.Pearson. *Appl. Phys. A*, **80**, 1029 (2005).
18. C.Thelander, T.Martensson, M.T.Bjork, B.J.Ohlsson, M.W.Larsson, L.R.Wallenberg, L.Samuelson. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 2052 (2003).
19. C.Levy-Clement, R.Tena-Zaera, M.A.Ryan, A.Katty, G.Hodes. *Adv. Mater.*, **17**, 1512 (2005).
20. A.C.Mofor, A.S.Bakin, A.Elshaer, D.Fuhrmann, F.Bertram, A.Hangleiter, J.Christen, A.Waag. *Phys. Stat. Sol. (c)*, **3**, 1046 (2006).

📄📄📄 ՆԱՆՈԼԱՐԵՐԻ ՄՇԱԿՈՒՄԸ ՖՈԿՈՒՍԱՅՎԱԾ ԻՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԵՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ
ՏԵՍԱԾՐՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՄԱՆՐԱԴԻՏԱԿՈՒՄ

Գ.Շ. ՇՄԱՎՈՆՅԱՆ

Տեսածրող էլեկտրոնային մանրադիտակով ուսումնասիրված են Si-ի հարթակի վրա գոլորշու փուլային էպիտաքսիայի եղանակով աճեցված ZnO նանոլարերը: Տեսածրող էլեկտրոնային մանրադիտակով կատարված ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ գոյություն ունեն առանձին և խմբային նանոլարեր, որոնց մեջ հայտնաբերվել են ուղիղ և ծուռ, կատարյալ և անկատար նանոլարեր, ինչպես նաև մաքուր մակերևույթներով և մուգ հետքեր և առանձնահատկություններ ունեցող նանոլարեր: Ֆոկուսացված իոնային փնջերով փայլեցումից և հատելուց հետո հայտնաբերվեց, որ նանոլարերը համասեռ են: Որոշված են նանոլարերի չափսերը՝ երկարությունը կազմում է մոտավորապես 2–24 մկմ, իսկ լայնությունը և բարձրությունը՝ մոտավորապես 200–500 նմ:

FOCUSED ION BEAM TREATMENT OF ZnO NANOWIRES
IN THE SCANNING ELECTRON MICROSCOPE

G.SH. SHMAVONYAN

We investigated vapor phase epitaxy-grown ZnO nanowires on a Si substrate by scanning electron microscopy. Scanning electron microscopy investigations show that there are single nanowires and ensembles of nanowires, among which we found straight and bend, perfect and non-perfect nanowires, as well as nanowires with clean surfaces and surfaces with the dark spots and features. After focused ion beam polishing and milling we found that nanowires are homogeneous. The sizes of the nanowires were determined: the length is about 2–24 μm , and the width and height are about 200–500 nm.

УДК 621.315

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ–ПОЛУПРОВОДНИК–МЕТАЛЛ С ПЛЕНКАМИ ZnO:Ga и ZnO:Li

Н.Р. АГАМАЛЯН, Р.К. ОВСЕПЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 15 ноября 2007 г.)

Исследовано влияние УФ излучения на фотоэлектрические свойства пленок ZnO:Ga и ZnO:Li, полученных методом электронно-лучевого напыления. Фотопроводимость измерялась с использованием планарной структуры металл–полупроводник–металл, где в качестве омических электродов использовался металлический алюминий. Исследована кинетика нарастания и спада фотопроводимости в этих структурах. Изменение фотопроводимости под воздействием УФ излучения рассмотрено как результат фотовозбуждения–релаксации электронов в зону проводимости и фотохимических процессов адсорбции–десорбции кислорода на поверхности пленки. Изучено влияние защитного слоя MgF_2 , нанесенного на пленки ZnO:Ga и ZnO:Li. Методом движущегося зонда проведены измерения пространственного распределения потенциала между анодом и катодом для определения однородности проводимости в исследуемых планарных структурах.

1. Введение

Пленки оксида цинка (ZnO), относящиеся к широкозонным полупроводникам и обладающие множеством интересных свойств, находят широкое применение в оптоэлектронике в качестве светодиодов, работающих в сине-зеленом и УФ диапазонах, прозрачных дисплеев, УФ фотодетекторов, газовых сенсоров, прозрачных электродов в преобразователях солнечного излучения и т.д. Важным достоинством этих пленок является возможность управления их электрическими свойствами введением донорной или акцепторной примеси. Примесь Ga в пленках ZnO действует как донор, увеличивая проводимость без ухудшения оптической прозрачности, в то время как примесь Li увеличивает их удельное сопротивление [1-3]. Прозрачные проводящие пленки ZnO:Ga могут действовать одновременно как верхний прозрачный электрод и антиотражающее покрытие в $p-i-n$ структуре в фотоконверторе, поскольку в зависимости от уровня легирования их удельное сопротивление может достигать $\sim 10^{-4}$ Ом см и ширина запрещенной зоны ~ 3.8 эВ. Их оптическая прозрачность составляет более 85% (для пленок толщиной 350 нм) от УФ до ИК области. Диэлектрические пленки ZnO:Li могут быть использованы как буферный слой, который осуществляет две функции: i -слой для УФ излучения и слой повышения фотовольтаического напряжения солнечных элементов. Эти пленки, как проводящие, так и диэлектрические,

полностью поглощают УФ излучение в спектральном диапазоне 180–320 нм. Предполагается использовать их в космических (спектральный диапазон АМ0) и наземных (спектральный диапазон АМ1) условиях [4]. В космосе и на поверхности Земли суммарная интенсивность солнечного излучения составляет, соответственно, ~ 1400 и ~ 900 Вт/м². Максимальная интенсивность солнечного излучения в УФ диапазоне (180–320 нм) составляет для АМ0 и АМ1, соответственно, ~ 30 и ~ 10 Вт/м². Однако в литературе отсутствуют данные о воздействии УФ излучения на пленки оксида цинка.

В настоящей работе исследовано воздействие УФ (180–320 нм) излучения на фотоэлектрические характеристики проводящих ZnO:Ga и диэлектрических ZnO:Li пленок в планарных структурах металл–полупроводник–металл (МПМ), а именно, изучалась кинетика нарастания и спада фотопроводимости, влияние на нее защитного слоя MgF₂ и однородность пространственного распределения проводимости.

2. Эксперимент

Чистые и легированные пленки ZnO для фотоэлектрических измерений были получены методом электронно-лучевого напыления в вакууме [5] с использованием стеклянных пластин (BK-7) в качестве подложек. Синтезированные керамические таблетки чистого и легированного ZnO использовались в качестве мишеней для напыления. Все образцы были изготовлены в одинаковых условиях: энергия электронов была ~ 6 кэВ, температура подложки поддерживалась при $250 \pm 1^\circ\text{C}$ и скорость роста составляла $1.45 \text{ \AA/s}$. Пленки, полученные при таких условиях, были прозрачными и имели высокую механическую прочность. Кристаллическое качество и ориентация пленок оценивались методом рентгеновской дифракции. Пленки MgF₂ были получены методом термического вакуумного напыления. В качестве омических контактов использовался металлический Al, который наносился на поверхность пленки ZnO в виде параллельных полос с расстоянием ~ 3.5 мм между ними, т.е. была создана планарная структура МПМ. Измерение фототока осуществлялось по схеме, показанной на вставке рис.1, где R_{ph} – сопротивление исследуемой планарной структуры, V_0 – внешнее приложенное напряжение, R – эталонное сопротивление ($R \ll R_{ph}$). Внешнее постоянное напряжение составляло 1÷5 В для пленок ZnO:Ga и 100(150 В для пленок ZnO:Li. При измерении фототока освещался участок между электродами. В качестве источника УФ излучения в спектральном диапазоне 180–370 нм использовались водородная (ДВС-25) лампа, с помощью которой на поверхности пленки достигалась интенсивность УФ излучения ~ 30 Вт/м². Для определения зависимости удельного сопротивления пленок от пространственной координаты и величины падения напряжения на контакте металл–полупроводник применялся метод движущегося зонда. Регистрация электрического сигнала осуществлялась с использованием системы сбора данных и согласования сигнала (Data Acquisition board) фирмы “National Instruments”. Разработано математическое обеспечение и созданы виртуальные инструменты для измерения характеристик пленок. Холловская подвижность измерялась методом Ван-дер-Пау при напряженности магнитного поля 1–2 Т.

3. Результаты и их обсуждение

Пленки оксида цинка, полученные методом электронно-лучевого напыления в вакууме, имеют дефицит кислорода. Поэтому пленки ZnO:Ga изначально имеют высокую темновую проводимость $\sigma_{\text{dark}} \approx 3 \times 10^4$ (Ом см)⁻¹, их холловская подвижность и концентрация электронов составляют, соответственно, ~ 6.2 см²/В с и $\sim 2.6 \times 10^{21}$ см⁻³. Диэлектрические пленки ZnO:Li после напыления отжигались на воздухе (350(С, 60 мин) для насыщения их кислородом. В результате, темновая проводимость уменьшилась от 2.3×10^{-5} до 4.5×10^{-7} (Ом см)⁻¹, холловская подвижность увеличилась от 26 до 80 см²/В с и концентрация электронов уменьшилась от 5.5×10^{11} до 3.5×10^{10} см⁻³. Темновая проводимость пленок MgF₂ составляла 4.5×10^{-13} (Ом см)⁻¹ и изменения проводимости под действием УФ излучения не наблюдалось.

Рентгеновские измерения пленок ZnO:Li и ZnO:Ga показали преимущественную ориентацию (0001), перпендикулярную плоскости подложки. В пленках MgF₂ наблюдалось диффузное рентгеновское рассеяние, что свидетельствует об их аморфной структуре.

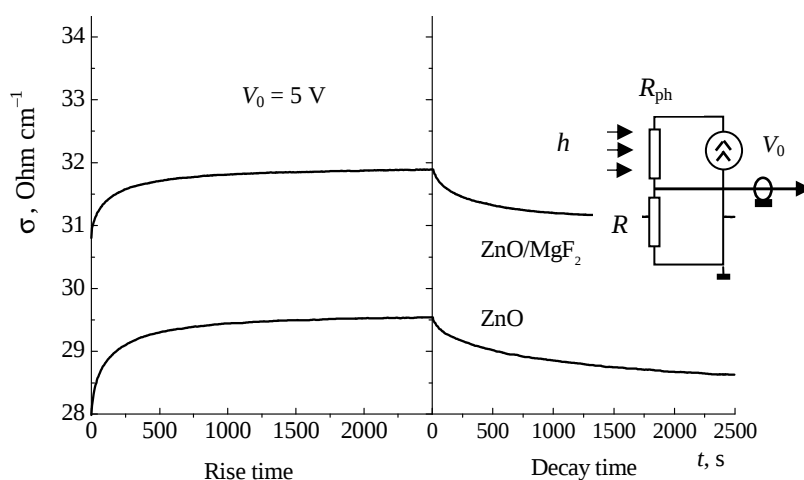


Рис.1. Кинетика нарастания и спада суммарной проводимости $\sigma = \Delta\sigma_{\text{ph}} + \sigma_{\text{dark}}$ в планарных структурах Al/ZnO/Al и Al/ZnO/MgF₂/Al. На вставке показана электрическая схема измерения фототока.

На рис.1 представлена кинетика нарастания и спада суммарной проводимости $\sigma = \Delta\sigma_{\text{ph}} + \sigma_{\text{dark}}$ в планарных структурах Al/ZnO/Al и Al/ZnO/MgF₂/Al, а на рис.2 – кинетика

нарастания и спада фотопроводимости $\Delta\sigma_{ph}$ в планарных структурах Al/ZnO:Li/Al и Al/ZnO:Li/MgF₂/Al при включении и выключении УФ излучения.

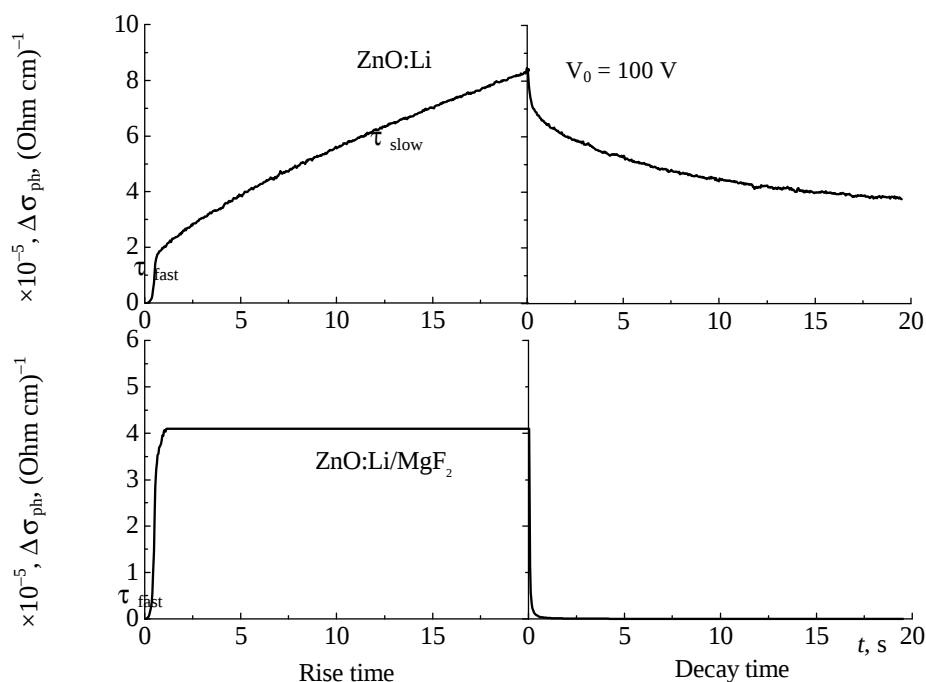


Рис.2. Кинетика нарастания и спада фотопроводимости $\Delta\sigma_{ph}$ в планарных структурах Al/ZnO:Li/Al и Al/ZnO:Li/MgF₂/Al.

Включение освещения приводит к увеличению проводимости как для чистых, так и для легированных литием пленок. Нарастание тока для структуры Al/ZnO:Li/Al с однородной пленкой, не покрытой защитным слоем MgF₂, обусловлено двумя временными компонентами, которые условно можно разделить на τ_{fast} и τ_{slow} . Аналогичные зависимости с двумя временными параметрами наблюдались в работах [2,6,7]. Нарастание тока аппроксимируется зависимостью $I_{ph} = A_1[1 - \exp(-t/\tau_{fast})] + A_2[1 - \exp(-t/\tau_{slow})]$, а спад – выражением $I_d = A_1[\exp(-t/\tau_{fast})] + A_2[\exp(-t/\tau_{slow})]$. Быстрая временная компонента связана с прямым фотовозбуждением или релаксацией электронов в зоне проводимости [8,9]. Большие времена нарастания и спада могут быть связаны с фотохимическими процессами десорбции–адсорбции кислорода на поверхности пленки [10-12]. Повышение проводимости вызвано фотовозбуждением электронов в зону проводимости и фотодесорбцией кислорода в атмосферу из-за избытка его в пленке вследствие послеростового отжига на воздухе.

Исследуемые пленки оксида цинка в дальнейшем покрывались защитным слоем MgF₂, который препятствует протеканию фотохимических процессов адсорбции–десорбции

кислорода на поверхности пленки. Это приводит к исчезновению медленной компоненты тока фотопроводимости, что особенно сильно проявляется в структуре Al/ZnO:Li/MgF₂/Al, которая имеет одно характерное время – τ_{fast} . Вследствие этого время нарастания и спада фотопроводимости в этой структуре существенно уменьшается.

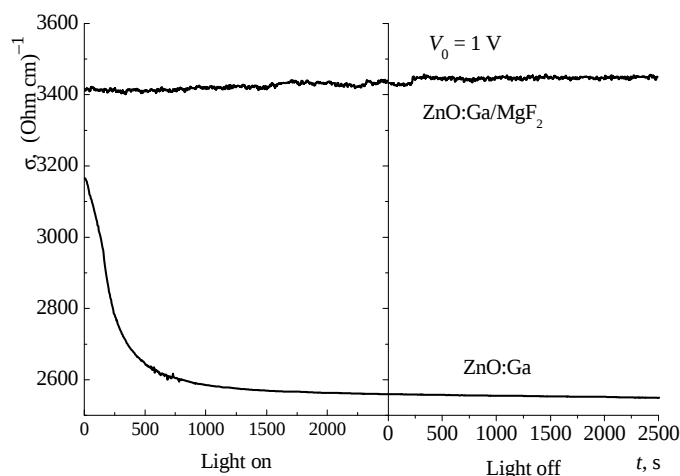


Рис.3. Кинетика нарастания и спада суммарной проводимости $\sigma = \Delta\sigma_{ph} + \sigma_{dark}$ в планарных структурах Al/ZnO:Ga/Al и Al/ZnO:Ga/MgF₂/Al.

На рис.3 представлена кинетика суммарной проводимости в структуре Al/ZnO:Ga/Al при включении и выключении УФ освещения. Для этой структуры включение освещения приводит к спаду проводимости, которая аппроксимируется экспоненциальной зависимостью с одним временным параметром τ_{slow} . После выключения освещения проводимость практически не изменяется. Для структуры Al/ZnO:Ga/Al понижение проводимости под воздействием УФ излучения, по-видимому, обусловлено только фотоадсорбцией кислорода из-за его дефицита в пленке вследствие выращивания в вакууме. Фотовозбуждение электронов в зону проводимости полностью отсутствует.

На рис.4 приведена экспериментальная схема (а) и результаты измерения (b,c) пространственного распределения потенциала между анодом и катодом в исследуемых планарных структурах с пленками ZnO:Ga (b) и ZnO:Li (c). Метод движущегося зонда использовался для измерения однородности проводимости в планарной структуре. Через алюминиевые электроды, нанесенные на поверхность, пропускался стабилизированный постоянный ток I . По межэлектродной поверхности образца от анода к катоду вдоль линии тока перемещался зонд со скоростью 0.5 мм/с, измеряющий распределение потенциала вдоль линии сканирования. Зависимость проводимости $\sigma(l)$ от координаты l вычислялась по формуле

$$\sigma(l) = \frac{I}{S} \left| \frac{dU}{dl} \right|^{-1}, \quad (1)$$

где dU/dl – градиент потенциала в измеряемой точке, $S = dh$ – площадь поперечного сечения пленки. До начала облучения проводимость пленки однородна по всей длине, поскольку

распределение кислорода в пленке одинаково и пропускание электрического тока не приводит к образованию объемного заряда в обоих типах пленок (кривая 1 на рис.4b,c). Для необлученных пленок с однородным распределением проводимости зависимость потенциала от координаты носит линейный характер. После облучения пленок УФ излучением в течение 5 часов с интенсивностью 30 Вт/м² и одновременного пропускания электрического тока происходит дрейф ионов кислорода, что приводит к увеличению концентрации анионов у положительного электрода и, соответственно, к уменьшению проводимости. В результате протекания электрического тока в приэлектродных областях, обедненных или обогащенных ионами кислорода, соответственно, для катода и анода, происходит изменение удельного сопротивления R_s барьера металл–полупроводник. Накопление объемного заряда, приводящее к изменению однородности проводимости, регистрируется с помощью движущегося зонда. После длительного

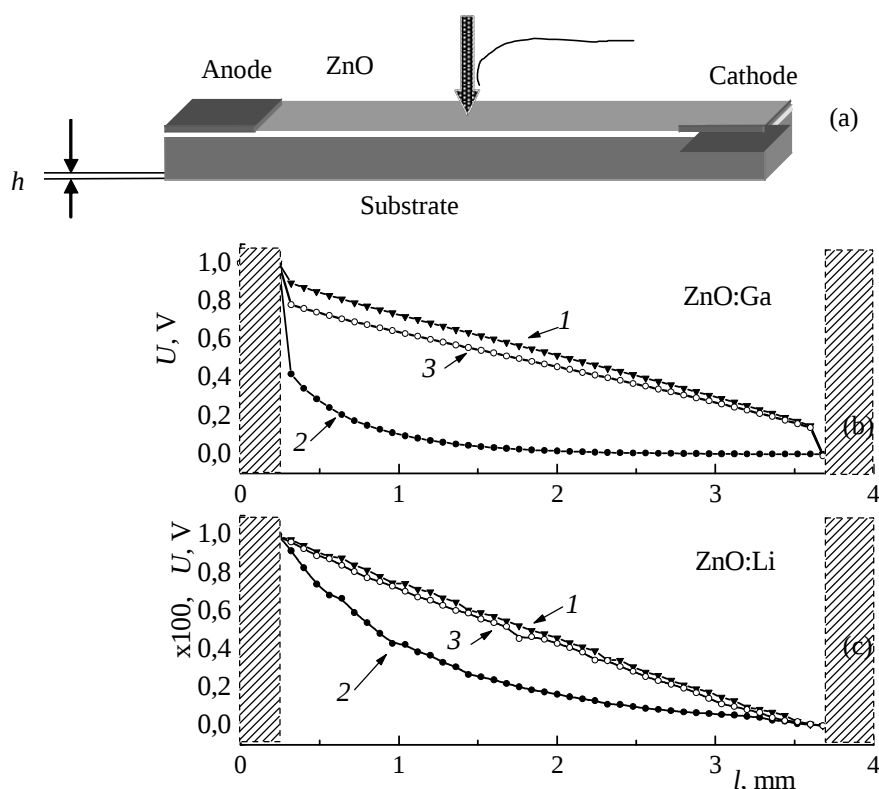


Рис.4. Экспериментальная схема (а) и пространственное распределение потенциала между анодом и катодом планарных структур с пленками ZnO:Ga (b) и ZnO:Li (c): кривая 1 – без предварительного облучения УФ светом исследуемых структур, кривые 2 и 3 – после пятичасового облучения УФ излучением с одновременным пропусканием электрического тока через исследуемые структуры, соответственно, без и с защитным слоем MgF₂.

ного пропускания тока при одновременном воздействии УФ излучения линейная зависимость потенциала от координаты переходит в экспоненциальную для обоих типов пленок (кривая 2

на рис.4b,c). Зависимость потенциала от координаты в случае пленки ZnO:Ga на границе анод–пленка имеет крутой спад, который может быть вызван увеличением удельного сопротивления барьера из-за образования отрицательного объемного заряда у анода и соответствующего уменьшения проводимости в этой области.

Рассмотрим причины, приводящие к изменению удельного сопротивления барьера. Если начальная суммарная проводимость пленок ZnO:Ga составляет величину $\sim 3 \times 10^3 \text{ (Ом см)}^{-1}$ (см. рис.3), то в результате протекания электрического тока и УФ облучения проводимость в области катода, рассчитанная по формуле (1), увеличивается до $8.2 \times 10^3 \text{ (Ом см)}^{-1}$, а в области анода уменьшается до $9.4 \times 10^2 \text{ (Ом см)}^{-1}$. Если учесть, что подвижность носителей в пленках ZnO слабо изменяется при изменении концентрации кислорода и в исследуемых пленках равна $\sim 6.2 \text{ см}^2/\text{В с}$, то концентрация носителей N_D будет следующей: до воздействия она однородна и равна $\sim 2.6 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, а после соответствующего воздействия в области анода и катода $\sim 8.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $\sim 7.4 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, соответственно.

Использованные в наших экспериментах омические контакты (Al) к пленкам ZnO:Ga и ZnO:Li изначально имели удельное сопротивление R_s перехода металл–полупроводник, соответственно, $3 \times 10^{-3} \text{ Ом см}^2$ и 5 Ом см^2 . В результате искомого воздействия на пленки ZnO:Ga, величина R_s перехода анод – полупроводник увеличилась в 3.2 раза, а для перехода катод–полупроводник уменьшилась в 9.2 раза (рис.4b). Удельное сопротивление R_s перехода металл–полупроводник в случае высокой концентрации носителей, как это имеет место для пленок ZnO:Ga, определяется туннелированием носителей заряда через барьер и описывается выражением

$$R_s \sim \exp \left(\frac{2\sqrt{\epsilon_s \epsilon_0 m^*}}{qh} \left(\frac{q\phi_B}{\sqrt{N_D}} \right) \right), \quad (2)$$

где ϵ_s (8.3 – диэлектрическая проницаемость ZnO, q – заряд электрона, m^* – эффективная масса электрона и ϕ_B (0.42 эВ – высота барьера [13]. Результаты расчета зависимости R_s от концентрации по формуле (2) показывают, что величина R_s в области анода увеличивается в 3.2 раза, а в области катода уменьшается в 9.2 раза, что близко по значению к экспериментальным данным.

В результате искомого воздействия на пленки ZnO:Li величина R_s перехода металл–полупроводник не изменяется (см. рис.4c). В контактах металл–полупроводник с низким уровнем легирования, как это имеет место в случае ZnO:Li ($N_D = 3.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$), преобладает термоэлектрическая компонента тока, и удельное сопротивление R_s перехода описывается выражением

$$R_s \sim \exp \left(\frac{q\phi_B}{kT} \right), \quad (3)$$

где k – константа Больцмана и T – температура, которая не зависит от концентрации носителей заряда. Поэтому изменение концентрации носителей, обусловленное объемным зарядом, не приводит к изменению удельного сопротивления контакта металл–полупроводник.

В пленках ZnO:Ga и ZnO:Li с защитным покрытием MgF₂ искомое воздействие не приводило к образованию объемного заряда, изменению однородности проводимости, или к изменению сопротивления R_x перехода металл – полупроводник (кривая 3 на рис.4а,б). Такой результат можно объяснить отсутствием ионной компоненты фототока, электронная же компонента не приводит к образованию пространственного заряда.

4. Заключение

В результате изучения воздействия УФ излучения на проводящие ZnO:Ga и диэлектрические ZnO:Li пленки в МПМ планарных структурах установлено, что в структурах с ZnO:Ga проводимость уменьшается из-за адсорбции кислорода на поверхности пленки при отсутствии фотовозбуждения электронов в зону проводимости. Структуры с диэлектрическими пленками ZnO:Li обладают высокой фоточувствительностью, обусловленной двумя механизмами – фотоэлектронным и десорбцией кислорода. Для исключения десорбции–адсорбции кислорода на поверхности пленки она покрывалась слоем MgF₂, вследствие чего время нарастания и спада фотопроводимости в этой структуре существенно уменьшалось. Измерения однородности проводимости в исследуемых планарных структурах показали, что первоначально однородная, после длительного воздействия УФ излучения и одновременного пропускания постоянного тока, она становится неоднородной, т.к. в результате дрейфа ионов кислорода с образованием объемного заряда происходит увеличение проводимости в области анода и уменьшение ее в области катода. Вследствие этого величина удельного сопротивления перехода металл–полупроводник изменяется: в области анода она увеличивается, а в области катода – уменьшается.

Работа поддержана фондами CRDF-NFSAT (грант No ARE2-3238-AS-04) и ANSEF (грант No PS-condmatex-785).

ЛИТЕРАТУРА

1. **N.R.Aghamalyan, E.A.Kafadaryan, R.K.Hovsepyan, S.I.Petrosyan.** *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 80 (2005).
2. **N.R.Aghamalyan, E.A.Kafadaryan, R.K.Hovsepyan.** Effect of lithium and gallium impurities on optoelectrical properties of ZnO films. Chapter in book "Trends in Semiconductor Science". New York, Nova Science Publishers, 2005, pp.81-110.
3. **N.R.Aghamalyan, E.Kh.Goulanian, R.K.Hovsepyan, E.S.Vardanyan, A.F.Zerrouk.** *Phys. Stat. Sol (a)*, **199**, 425(2003).
4. **E.Mollow,** in *Proc. of the Photoconductivity Conference*, ed. by R.G. Breckenridge. Wiley, New York, 1954, p.241.
5. **N.R.Aghamalyan, I.A.Gambaryan, E.Kh.Goulanian, R.K.Hovsepyan, R.B.Kostanyan, S.I.Petrosyan, E.S.Vardanyan, A.F.Zerrouk.** *Semicon. Sci. Technol.*, **18**, 525 (2003).
6. **S.A.Studenikin, N.Golego, M.Cocivera.** *J. Appl. Phys.*, **87**, 2413 (2000).
7. **S.B.Zhang, S.H.Wei, A.Zunger.** *Phys. Rev. B*, **63**, 752 (2001).
8. **W.Yang, S.S.Hullavarad, B.Nagaraj,** et al. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3424 (2003).
9. **M. Ryvkin.** *Photoelectric Effect in Semiconductors.* Consultants Bureau, New York, 1964.
10. **R.H.Bube.** *Photoelectronic Properties of Semiconductors.* Cambridge Univ. Press, 1992.
11. **S.R.Morrison.** *The Chemical Physics of Surfaces.* Plenum Press, New York–London, 1977.
12. **В.М.Арутюнян, Г.С.Агабабян.** *Изв. НАН Армении, Физика*, **32**, 91 (1997).

**ZnO:Ga ԵՎ ZnO:Li ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՀԵՏ ՄԵՏԱՂ-ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶ-ՄԵՏԱՂ ՇԵՐՏԱՎՈՐ
ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ԼՈՒՍԱՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ**

Ն.Ռ. ԱՂԱՄԱԼՅԱՆ, Ռ.Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Ուսումնասիրված են էլեկտրոնային փնջի փոշենստեցման եղանակով ստացված ZnO:Ga և ZnO:Li թաղանթների լուսաէլեկտրական հատկությունները ուլտրամանուշակագույն լույսի ազդեցության տակ: Լուսահաղորդականությունն ուսումնասիրվել է մետաղ(կիսահաղորդիչ(մետաղ շերտավոր կառուցվածքների կիրառմամբ, որտեղ որպես օհմական էլեկտրոդ կիրառվել է մետաղական ալյումինիումը: Ուսումնասիրված է այդ կառուցվածքներում լուսահաղորդականության աճի և նվազման կինետիկան: Ուլտրամանուշակագույն լույսի ազդեցությամբ լուսահաղորդականության փոփոխությունը դիտվել է որպես էլեկտրոնների լուսազբոսման(ռելաքսացիայի) հաղորդական գոտիում և թաղանթի մակերևույթի վրա թթվածնի ադսորբցիա(դեսորբցիա լուսաքիմիական երևույթների արդյունք: Հետազոտված է ZnO:Ga և ZnO:Li թաղանթների վրա MgF_2 պաշտպանական շերտի ազդեցությունը: Շարժվող զոնդի եղանակով կատարված են անոդի և կատոդի միջև պոտենցիալի տարածական բաշխման չափումներ՝ հետազոտվող շերտավոր կառուցվածքներում հաղորդականության համասեռության որոշման համար:

**PHOTOCONDUCTIVITY IN METAL– SEMICONDUCTOR– METAL
PLANAR STRUCTURE WITH ZnO:Ga AND ZnO:Li FILMS**

N.R. AGHAMALYAN, R.K. HOVSEPYAN

Influence of UV radiation on photoelectric properties of ZnO:Ga and ZnO:Li films prepared by the electron– beam evaporation method has been investigated. The photoconductivity was measured with use of a planar structure metal– semiconductor– metal where metallic aluminum was used as ohmic electrodes. The kinetics of rise and decay of the photoconductivity in these structures was studied. The change of photoconductivity under the effect of UV radiation is considered as a result of the photoexcitation– relaxation of electrons in the conduction band and photochemical adsorption– desorption processes of oxygen at the film surface. Influence of a MgF_2 protective layer deposited on ZnO:Ga and ZnO:Li films was studied. The measurements of the spatial distribution of potential between the anode and cathode for determination of the homogeneity of conductivity in the investigated planar structures were performed by the moving probe method.

УДК 621.373

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ АВТОГЕНЕРАТОРОВ НА ТУННЕЛЬНОМ ДИОДЕ, АКТИВИРОВАННЫХ НА ВНУТРЕННЕЙ ЕМКОСТИ СВОЕЙ КАТУШКИ

С.Т. МУРАДЯН¹, С.Г. ГЕВОРГЯН^{1,2}

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 12 ноября 2007 г.)

Проведено сравнение двух генераторов на туннельном диоде, имеющих катушку цилиндрической формы и плоскую, однослойную катушку необычной формы, работающих соответственно на частотах 6–25 МГц и 8–24 МГц (сравниваемые катушки имели одинаковые индуктивности). Они запускались как без, так и со внешней емкостью в их резонансном контуре, т.е. изученные генераторы активировались также и на их внутренних (собственных) емкостях C_K . Более стабильные колебания удалось получить на плоских катушках. Анализ данных позволяет считать, что это является следствием относительно большой величины собственной емкости такой катушки по сравнению с ее паразитной емкостью C_{par} по отношению к окружению. Этим и обусловлены преимущества генераторов на плоских катушках. По данным измерений определены индуктивность и величина $C_K + C_{\text{par}}$ для обеих катушек.

Благодаря тому, что частоту колебаний можно измерить с большой точностью, автогенераторы давно считаются одними из наиболее прецизионных приборов. Среди них особое место занимают генераторы МГц-овых частот, имеющие цилиндрические катушки, активированные маломощными обращенными (backward) туннельными диодами (ТД) (см. работы [1,2] и ссылки в них). Замена такой катушки плоской, однослойной, в качестве приемного контура автогенератора [3], на 3–4 порядка улучшает разрешение измерений – особенно при изучении пластинчатых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), что оказалось важным этапом улучшения возможностей этого метода исследования. Усовершенствованный метод позволил обнаружить очень слабо выраженные (но имеющие принципиальное значение для понимания истинной природы ВТСП) новые свойства сверхпроводящего (СП) состояния, особенно в самом начале его формирования [4–8], что привело к появлению новых идей в этой области науки [9]. Такая техника уже проявила себя с лучшей стороны и в применениях [10]. В частности, с наибольшим относительным разрешением (более чем в 6 порядков) сегодня удается

исследовать СП фазовый переход именно с помощью стабильного по частоте и амплитуде автогенератора, имеющего плоскую, однослойную приемную катушку (ПОК), активированную туннельным диодом малой мощности ($< 1 \text{ мкВт}$) [2,3].

Таким образом, дальнейшее усовершенствование генераторов на ПОК путем изучения как особенностей технологии изготовления плоских катушек малых размеров, так и особенностей конструкции генератора в целом, является важной исследовательской задачей.

С этой целью, в данной работе были созданы два автогенератора – с плоской и цилиндрической катушками, соответственно, которые были запущены также и без наружной емкости C_0 в их колебательном контуре (см. обозначения ниже). Иначе говоря, благодаря высокой добротности использованных катушек (60–200), генераторы удалось активизировать даже на собственных (внутренних) емкостях этих катушек, чего добиться было несравнимо труднее в случае приёмной катушки цилиндрической формы. Анализ результатов проведённых нами экспериментов выявляет причину этого, на первый взгляд, странного обстоятельства, что придаёт ряд существенных преимуществ измерительным генераторам на плоских катушках перед обычной техникой с катушками цилиндрической формы.

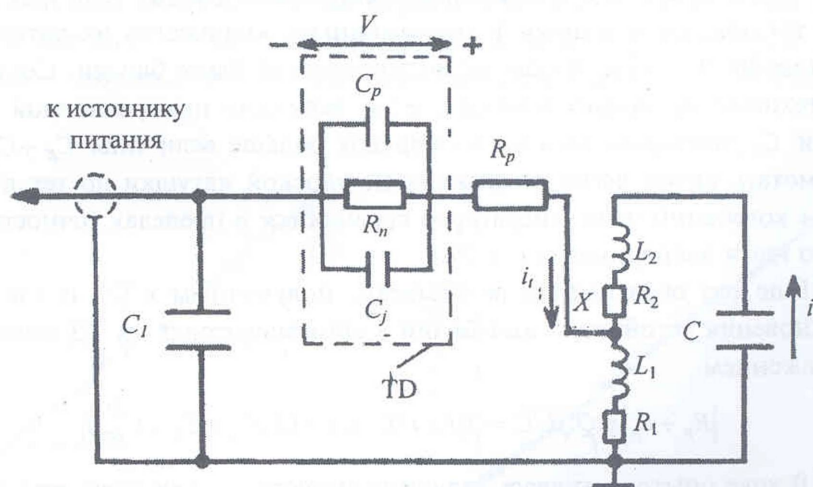


Рис.1. Эквивалентная РЧ схема генератора на ТД. В этой схеме C_j – барьерная емкость, $|R_n|$ – дифференциальное сопротивление вольт-амперной характеристики ТД, C_p – емкость диода на корпус. Сопротивление R_p служит для подавления паразитных ВЧ колебаний ($R_p \ll |R_n|$), а X является коэффициентом включения контура ($0 \leq X \leq 1$).

На рис.1 показана эквивалентная радиочастотная (РЧ) схема созданных генераторов. Для расчета частоты колебаний этих генераторов воспользуемся формулой, полученной в [2]:

$$F = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_0 L}{Q} b_1 + \dots \right], \quad (1)$$

где $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ есть циклическая частота невозмущенного образцом колебательного контура, $Q = (1/R)\sqrt{L/C}$ является добротностью этого контура (R характеризует потери в самом контуре), а b_1 есть крутизна участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением вольт-амперной характеристики туннельного диода (активного элемента генератора).

Далее, введем обозначения $L = L_1 + L_2 \equiv L_K$, $C \equiv C_0 + C_K + C_{\text{par}}$, где C_0 – емкость, прикрепленная к катушке снаружи, C_{par} – емкость катушки, обусловленная паразитным окружением, C_K и L_K – собственные емкость и индуктивность катушки, а C – полная (суммарная) емкость колебательного контура. С учетом этих обозначений, с точностью примерно 1–2% [2] формулу (1) можно представить в следующем виде:

$$\frac{1}{F^2(C_0)} = 4\pi^2 L_K (C_0 + C_K + C_{\text{par}}). \quad (2)$$

Далее, опытным путем построив зависимость линейной функции $1/F^2 = f(C_0)$ от C_0 как параметра эксперимента, можно а) найти суммарное значение величины $C_K + C_{\text{par}}$ по точке пересечения функции $f(C_0)$ с осью C_0 и б) оценить собственную индуктивность катушки L_K по углу наклона этой линейной зависимости.

Чтобы сравнение генераторов с катушками разных конструкций считалось технически разумным и осмысленным, количество их витков нужно было подобрать таким, чтобы их индуктивности были близки. Согласно (2), этого технически можно добиться, если величину прикреплённой снаружи емкости C_0 подобрать хотя бы на порядок больше величины $C_K + C_{\text{par}}$, а затем отмотать витки легко отматываемой плоской катушки до тех пор, пока частоты колебаний этих генераторов сравняются в пределах точности проведенного нами эксперимента (~1–2%).

Еще раз обратимся к результатам, полученным в [2], и для условия возникновения устойчивых колебаний в автогенераторах на ТД воспользуемся выражением

$$|R_p + R_n| \leq Q\sqrt{L/C} = (1/R)(L/C) = L/[R(C_0 + C_K + C_{\text{par}})]. \quad (3)$$

В ходе опытов менялась величина ёмкости C_0 как параметра эксперимента: она варьировалась от максимально возможного значения $C_{0\text{max}}$ (при которой еще удавалось сохранить условие генерации (3)) до $C_0 = 0$. Отметим, что при $C_0 = 0$ в генераторах с цилиндрической катушкой практически редко удавалось обеспечить условие (3) и добиться стабильных по частоте колебаний (а если и удавалось, то только на очень добротных катушках). Вопреки этому, в генераторах, имеющих технически намного более сложные по конструкции и к тому же менее добротные (из-за открытости такой катушки ее измерительное РЧ поле рассеяно вокруг нее, вследствие чего растут потери энергии этого поля в окружающем пространстве) катушки плоской формы, даже при отсутствии ёмкости C_0 практически на всех ка-

тушках удавалось получить стабильную генерацию – по крайней мере это проверено нами на частотах 1–30 МГц. Это обстоятельство кажется странным, особенно, если исходить из условия возбуждения генерации (3), согласно которому стабильные колебания должны легче возникать на более добротных катушках, какими являются катушки цилиндрической формы. Ответ и на этот вопрос, в частности, мы намеревались получить, предпринимая лет десять тому назад первые шаги, направленные к созданию маломощных автогенераторов на приемных катушках плоской, однослойной геометрии [2].

Построенные опытным путем графики функции $1/F^2 = f(C_0)$ для двух генераторов приведены на рис.2а (плоская катушка) и рис.2б (цилиндрическая катушка). Квадратные точки соответствуют данным опыта, а прямые линии – расчету (аппроксимация измеренных данных методом наименьших квадратов). Отклонения опытных данных от линий аппроксимации на графиках обусловлены, в основном, точностью определения C_0 (значения, указанные на слюдяных конденсаторах типа КСО, по ГОСТу СССР имели ошибку ~5–10%).

Суммарная величина собственной (внутренней) и паразитной емкостей катушек была численно определена точкой пересечения соответствующей линии аппроксимации с осью C_0 . Для плоской катушки она составила $C_K + C_{\text{par}} = (31 \pm 2.5)$ пФ (с точностью порядка 8% – рис.2а). А в случае цилиндрической катушки эту же величину удалось из опытов определить с худшей точностью – порядка 40%, и она оказалась равной $C_K + C_{\text{par}} = (26 \pm 10)$ пФ (рис.2б).

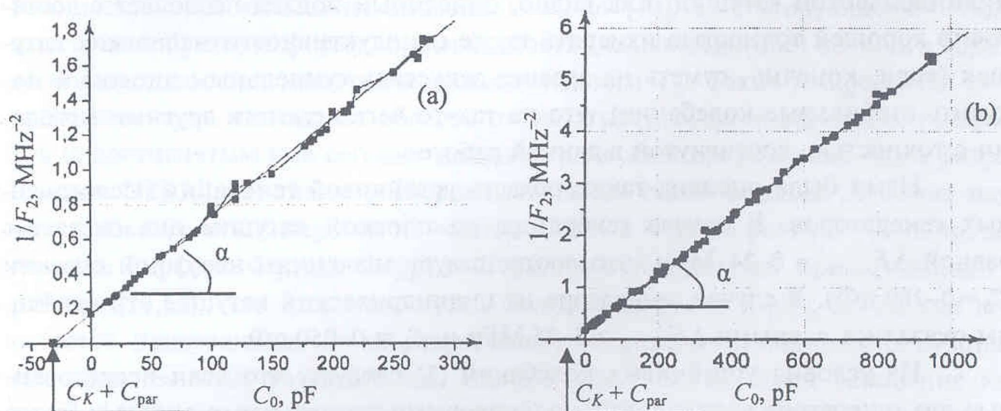


Рис.2. Зависимость функции $1/F^2$ от емкости C_0 , подключенной к резонансному контуру: (а) плоская катушка – $C_K + C_{\text{par}} = (31 \pm 2.5)$ пФ, $C_{0 \text{ max (плоск.)}} = 280$ пФ, (б) цилиндрическая катушка – $C_K + C_{\text{par}} = (26 \pm 10)$ пФ, $C_{0 \text{ max (цилинд.)}} = 950$ пФ. Функции $Y_{(a)} = 0.17475 + 0.00562X$ и $Y_{(b)} = 0.14678 + 0.00554X$ представляют собой линейные аппроксимации (методом наименьших квадратов) измеренных данных, соответственно, для зависимостей, приведенных на графиках (а) и (б). Угол наклона этих прямых связан с индуктивностью катушек L_K по формуле $\text{tg} \alpha = 4\pi^2 L_K$.

Исходя из достаточно высокой стабильности частоты колебаний гене-

ратора с плоской катушкой (при $C_0 = 0$, когда генерация возникает на собственной емкости C_K , стабильность на частоте $F = 24.2721$ МГц составляла $\Delta F_{\text{стаб.}} \approx \pm 50$ Гц, а при $C_0 = 60$ пФ $\Delta F_{\text{стаб.}} \approx \pm 10$ Гц на частоте $F = 14.0142$ МГц), можно предположить, что паразитная емкость плоской катушки C_{par} составляет малую часть измеренной суммарной величины $C_K + C_{\text{par}} \approx 31$ пФ. Вопреки этому, близкий по своим РЧ параметрам к генератору на плоской катушке генератор с цилиндрической катушкой намного труднее запустить без добавленной к ней емкости C_0 , а если это иногда удается, то стабильность на порядок хуже. Поэтому можно полагать, что в случае цилиндрической катушки емкость C_{par} составляет заметную долю суммарной емкости $C_K + C_{\text{par}} \approx 26$ пФ, что, по-видимому, является главным мешающим обстоятельством для удовлетворения вышеприведенного условия (3) для генерации стабильных колебаний.

С другой стороны, линейные зависимости данных измерений, показанных на рис.2а,б, свидетельствуют о том, что аддитивное обозначение $C \equiv C_0 + C_K + C_{\text{par}}$ оправдано опытом. Иначе говоря, в РЧ схеме генераторов внутренняя емкость катушки C_K , ее паразитная емкость C_{par} и наружная емкость C_0 соединены друг с другом параллельно.

Исходя из величин наклонов расчетных линий, приведенных на рис.2а,б, нами были определены также индуктивности исследованных катушек по формуле $L_K = (1/4\pi^2) \text{tg} \alpha$. С пятипроцентной точностью (обусловленной, в основном, ошибками определения величин C_0) они оказались равными $L_K = (1.425 \pm 0.07)$ мкГн для плоской катушки и $L_K = (1.40 \pm 0.07)$ мкГн для цилиндрической катушки. Как видно, описанный подход позволяет с достаточно хорошей точностью измерять также и индуктивности маленьких катушек (если, конечно, суметь их заранее запустить туннельным диодом и получить стабильные колебания), что не так-то легко сделать другими методами с точностью, достигнутой в данной работе.

Нами была оценена также область устойчивой генерации исследованных генераторов. В случае генератора на плоской катушке она оказалась равной $\Delta F_{\text{уст.ген.}} = 8-24$ МГц (что соответствует значениям наружной емкости $C_0 = 0-280$ пФ). В случае генератора на цилиндрической катушке эти величины оказались равными $\Delta F_{\text{уст.ген.}} = 6-25$ МГц и $C_0 = 0-950$ пФ.

Из условия устойчивых колебаний (3) следует, что если исследованные два генератора активированы одинаковыми туннельными диодами (тогда дифференциальное сопротивление $|R_p + R_n| \equiv |R_n|$ у таких идентичных активных элементов должно быть примерно одинаковым), то добротности резонансных контуров (приемных катушек) этих генераторов относятся как

$$Q_{\text{плоск.}}/Q_{\text{цилинд.}} = \sqrt{C_{0 \text{ max (плоск.)}}} / \sqrt{C_{0 \text{ max (цилинд.)}}} , \quad (4)$$

где $C_{0 \text{ max (плоск.)}}$ и $C_{0 \text{ max (цилинд.)}}$ есть максимальные значения емкости C_0 , припаянной к плоской и цилиндрической катушкам, соответственно, при которых еще существует генерация.

Тогда из (4) нетрудно убедиться, что добротность цилиндрической катушки почти в 2 раза больше добротности плоской, имеющей ту же индуктивность, что и цилиндрическая – что вовсе не является неожиданностью. из-за открытости плоской катушки ее РЧ измерительное поле рассеяно вокруг нее, вследствие чего растут потери энергии этого поля в окружающем ее пространстве. Кроме того, омическое сопротивление плоской катушки также намного больше сопротивления цилиндрической, поскольку она намотана медной проволокой с гораздо меньшим диаметром – при почти той же длине. Это и есть основные причины, приводящие к снижению добротности плоских катушек. И тогда тот необычный факт, что на собственной (внутренней) емкости приемной катушки намного легче запустить генератор с плоской катушкой, чем с цилиндрической, может явиться следствием относительно большой величины емкости C_K плоской катушки по сравнению с ее паразитной емкостью C_{par} к окружению – вопреки тому, что свойственно цилиндрическим катушкам. Иначе говоря, в случае цилиндрических катушек C_{par} составляет заметную долю суммарной емкости $C_K + C_{\text{par}}$, что, по-видимому, и является мешающим обстоятельством для удовлетворения условия (3) при генерации устойчивых колебаний в автогенераторе с цилиндрическими катушками.

В заключение отметим, что на основе генераторов, действующих на емкости C_K собственной катушки, можно разработать новый подход к зондированию свойств поверхности предметов, с использованием плоской катушки [11], что позволит создать микроскопы нового поколения, наделенные дальнедействующими свойствами. Благодаря необычным свойствам таких (так называемых «магнитно-полевых») зондов [12], их тестирующее РЧ поле имеет иглообразную форму, протяженность (дальнедействие) которого гораздо больше, чем при наличии наружной емкости C_0 . Такие микроскопы позволяют различать магнитные области от немагнитных на поверхности предметов (с достигнутым уже сегодня микрометрическим пространственным разрешением [12]). Дальнейшее усовершенствование такой техники позволит изучить также фазовый переход из «однородной» в «неоднородную» сверхпроводимость (эффект Фульда–Феррела–Ларкина–Овчинникова, предсказанный в работах [13,14]), что опытным путем было обнаружено в [15], но до сих пор остается неизученным из-за отсутствия измерительной техники с нужным пространственным разрешением. Однако наши оценки дают основание надеяться [16], что если создать измерители на плоских катушках с наружным диаметром меньше 1 мм (что уже не проблема для компаний [17]), то такая техника будет обладать достаточным пространственным разрешением для решения и этой важной задачи. Она поможет также исследовать не менее тонкое явление сосуществования сверхпроводимости и магнетизма, обнаруженное экспериментально только в объемах субмикронных размеров [18] и до сих пор малоизученное также из-за отсутствия техники с нужным пространственным разрешением.

Данная работа поддержана грантами NFSAT-CRDF № ISIPA 01-04 и

ЛИТЕРАТУРА

1. C.Van Degrift, D.Love. Rev. Sci. Instrum., **52**, 712 (1981).
2. S.G.Gevorgyan, G.D.Movsesyan, A.A.Movsisyan, et al. Rev. Sci. Instr., **69**, 2550 (1998).
3. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, A.A.Movsisyan, et al. Rev. Sci. Instrum., **71**, 1488 (2000).
4. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, T.Ohyama, et al. Supercond. Sci. Technol., **14**, 1009 (2001).
5. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, H.G.Shirinyan, et al. Physica C, **363**, 113 (2001).
6. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, M.Inoue, et al. Physica C, **378-381**, 531 (2002).
7. С.Г.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 50 и 123 (2003).
8. S.G.Gevorgyan. Supercond. Sci. Technol., Ref.: SUST/260572/PAP/180488 (2007) – submitted.
9. Д.М.Седракян. Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 81 (2005).
10. S.G.Gevorgyan et al. IEEE Trans. on Appl. Supercond., **17**, 629 (2007).
11. S.G.Gevorgyan, M.H.Azaryan. Proc. 5-th Int. Conf. on Semiconductor Micro- & Nano-Electronics, Aghveran, Armenia, 2005, pp.82-86.
12. S.G.Gevorgyan, M.H.Azaryan. Rev. Sci. Instrum. (2007) – to be submitted.
13. P.Fulde, R.A.Ferrell. Phys. Rev., **135A**, 550 (1964).
14. A.I.Larkin, Y.N.Ovchinnikov. Soviet Phys. JETP, **20** 762 (1964).
15. H.Radovan, S.Tozer, T.Murphy, et al. NHMFL Reports, **10**, no.3, 1 (2003) – www.magnet.fsu.edu.
16. S.Gevorgyan, H.Shirinyan, E.Sharoyan, M.Takeo, et al. NIM-A, **520**, 314 (2004).
17. Spiral Chip Inductors (U.S. Microwaves production – www.usmicrowaves.com).
18. D.Aoki, A.Huxley, et al. Nature, **413**, 613 (2001).

ԻՐ ԿՈՃԻ ՆԵՐՔԻՆ ՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ
ԹՈՒՆԵԼԱՅԻՆ ԴԻՈԴՈՎ ԱԿՏԻՎԱՑՎԱԾ
ԻՆՔՆԱԳԵՆԵՐԱՏՈՐՆԵՐԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Ս.Տ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ս.Գ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Կատարված է 6–25 ՄՀց տիրույթում աշխատող զվանային կոճով և 8–24 ՄՀց տիրույթում աշխատող միաշերտ, հարթ տեսքի անսովոր կոճով և թունելային դիոդով ակտիվացվող երկու ինքնագեներատորների համեմատում: Համեմատվող կոճերն ունեն միատեսակ ինդուկտիվություններ: Դրանք ակտիվացվել են իրենց ռեզոնանսային կոնտուրում ինչպես արտաքին C_0 ունակությամբ առկայության, այնպես էլ դրա բացակայության հանգամանքներում: Այլ կերպ ասած՝ հետազոտվող գեներատորներն ակտիվացվել են նաև միայն իրենց ներքին (սեփական) C_K ունակությամբների վրա: Առավել կայուն գեներացիա հաջողվել է ստանալ հարթ կոճերի վրա:

INVESTIGATION OF TUNNEL-DIODE OSCILLATORS
ACTIVATED ON THE INTERNAL CAPACITANCE OF THEIR COILS

S.T. MURADYAN, S.G. GEVORGYAN

Tunnel-diode oscillators with an unusual single-layer flat geometry and with a solenoid pick-up coils are compared. They operate in the frequency ranges 8–24 MHz and 6–25 MHz, correspondingly. We could activate the oscillators both with an external capacitance C_0 in their circuit and without it. Otherwise, we could activate oscillators also on their internal capacitances C_K . Much more stable oscillations were achieved on flat-geometry coils. Analysis of test-data indicates that this is due to larger value of the internal capacitance C_K of a flat coil as compared to its parasitic capacitance C_{par} with respect to the environment.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Գ.Հ.Գրիգորյան. Ինտենսիվ օպտիկական իմպուլսների գրանցումը պինդ մարմիններում	83
Ն.Հ.Ադամյան, Գ.Յու.Կրյուչկյան. Վիճակների խճճվածությունը և քվանտային բաշխումները օպտիկական պարամետրական գեներատորի իմպուլսային ռեժիմում	91
Հ.Մ.Առաքելյան. Բաց ալիքային վեկտորների մակերևույթով բյուրեղի բնական պարբերական անհամասեռությունների վրա լույսի դիֆրակցիոն անդրադարձումը	99
Վ.Ղ.Միրզոյան, Ա.Ա.Եղիազարյան, Վ.Ն.Աղաբեկյան, Պ.Վ.Միրզոյան. Ռենտգենյան փնջի դիֆրակցիան AT կտրվածքով կվարցի միաբյուրեղում հիմնային հաճախությամբ ակուստիկ գրգռման դեպքում	104
Վ.Մ.Հարությունյան, Խ.Ս.Մարտիրոսյան, Ա.Ս.Հովհաննիսյան, Պ.Գ.Սուքիասյան. Ծակոտկեն սիլիցիումի կիրառությունը սիլիցիումային ֆոտովոլտային փոխակերպիչներում որպես երկ- և եռաշերտ հակաանդրադարձիչ ծածկույթ	111
Ա.Պողոսյան, Մ.Հ.Աբուլգար, Պ.Կրիստինես, Օ.Ա.Վիլյամս, Կ.Հենեն, Պ.Վագներ, Մ.Ջ.Շոնինգ. Լիցքավորված մակրոմոլեկուլների զոնդումը ալմաստե նանոբյուրեղային ունակային դաշտային սովիչներով	120
Մ.Տուրեկ, Մ.Կոյսզեն, Ա.Պողոսյան, Ա.Մուլչանդանի, Ջ.Վանգ, Մ.Ջ.Շոնինգ. Ֆերմենտներով ձևափոխված էլեկտրոլիտ-դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդիչ կառուցվածքների վրա սենսորներ	128
Գ.Շ.Շմավոնյան. ZnO Նանոլարերի մշակումը ֆոկուսացված իոնային փնջերի միջոցով տեսածրող էլեկտրոնային մանրադիտակում	135
Ն.Ռ.Ադամյան, Ռ.Կ.Հովսեփյան. ZnO:Ga և ZnO:Li թաղանթներով մետաղ-կիսահաղորդիչ-մետաղ շերտավոր կառուցվածքների լուսահաղորդականությունը	143
Ս.Տ.Մուրադյան, Ս.Գ.Գևորգյան. Իր կոճի ներքին ունակության վրա թունելային դիոդով ակտիվացված ինքնազեներատորների ուսումնասիրումը	152

CONTENTS

G.G.Grigoryan. Storage of intense optical pulses in solids.	83
N.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan. Entanglement of states and quantum distributions in pulsed optical parametric oscillator.	91
H.M.Arakelyan. Diffraction reflection of light on natural periodic inhomogeneities of a crystal with open surface of wave vectors	99
V.Gh.Mirzoyan, A.A.Yeghiazaryan, V.N.Aghabekyan, P.V.Mirzoyan. X-Ray Diffraction in AT-cut quartz single crystal at the acoustic excitation with fundamental frequency	104
V.M.Aroutiounian, Kh.S.Martirosyan, A.S.Hovhannisyan, P.G.Soukiassian. Use of porous silicon for double- and triple-layer antireflection coatings in silicon photovoltaic converters	111
A.Poghossian, M.H.Abouzar, P.Christiaens, O.A.Williams, K.Haenen, P.Wagner, M.J. Schöning. Sensing charged macromolecules with nanocrystalline diamond-based field-effect capacitive sensors	120
M.Turek, M.Keusgen, A.Poghossian, A.Mulchandani, J.Wang, M.J.Schöning. Enzyme-modified electrolyte-insulator-semiconductor sensors	128
G.Sh.Shmavonyan. Focused ion beam treatment of ZnO nanowires in the scanning electron microscope	135
N.R.Aghamalyan, R.K.Hovsepyan. Photoconductivity in metal- semiconductor- metal planar structure with ZnO:Ga and ZnO:Li films	143
S.T.Muradyan, S.G.Gevorgyan. Investigation of tunnel, diode oscillators activated on internal capacitance of their coils.	152

СОДЕРЖАНИЕ

Г.Г.Григорян. Запись интенсивных оптических импульсов в твердотельных материалах	83
Н.О.Адамян, Г.Ю.Крючкян. Перепутывание и квантовые распределения в импульсном режиме оптического параметрического генератора . .	91
О.М.Аракелян. Дифракционное отражение света на естественных периодических неоднородностях кристалла с открытой поверхностью волновых векторов	99
В.К.Мирзоян, А.А.Егизарян, В.Н.Агабекян, П.В.Мирзоян. Дифракция рентгеновского пучка в монокристалле кварца АТ-среза при акустическом возбуждении на основной частоте	104
В.М.Арутюнян, Х.С.Мартиросян, А.С.Оганнисян, П.Г.Сукиасян. Применение пористого кремния для двух- и трехслойных антиотражающих покрытий для кремниевых фотовольтаических преобразователей	111
А.Погосян, М.Г.Абузар, П.Кристиенс, О.А.Уильямс, К.Хенен, П.Вагнер, М.Дж.Ш,нинг. Зондирование заряженных макромолекул нанокристаллическими емкостными полевыми датчиками на основе алмаза	120
М.Турек, М.Койсген, А.Погосян, А.Мулчандани, Дж.Ванг, М.Дж.Ш,нинг. Сенсоры на структурах электролит–диэлектрик–полупроводник, модифицированных ферментами	128
Г.Ш.Шмавонян. Обработка нанопроволок ZnO фокусированным ионным пучком в сканирующем электронном микроскопе	135
Н.Р.Агамалян, Р.К.Овсепян. Фотопроводимость в планарных структурах металл–полупроводник–металл с пленками ZnO:Ga и ZnO:Li . .	143
С.Т.Мурадян, С.Г.Геворгян. Исследование работы автогенераторов на туннельном диоде, активированных на внутренней емкости своей катушки.	152

Тираж 150. Сдано в набор 15.01.2008.
 Подписано к печати 25.01.2008. Печ. л. 5.
 Бумага офсетная. Цена договорная.
 Типография НАН РА.
 Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.