ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

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

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

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

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

Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.207-213 (1998)

УДК 626.373

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА УСИЛЕНИЕ СВЕТА БЕЗ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ДВУХФОТОННО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

А. Р. МХИТАРЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 18 декабря 1997г.)

Показано, что генерация излучения без инверсии населенностей в трехуровневой системе, управляемой когерентным полем на смежном двухфотонном переходе, подавлена в направлении вперед из-за конкуренции с параметрическими процессами, но легко может быть наблюдена в направлении назад. В последнем случае продемонстрирована возможность увеличения показателя преломления при нулевом поглощении.

1. Введение

В настоящее время лазерная генерация без инверсии населенностей (ГБИН) в трехуровневых атомных системах хорошо исследована как теоретически [1-11], так и экспериментально [12-16]. Суть ГБИН заключается в том, что в отсутствие инверсии населенностей между лазерными уровнями тем не менее возможна генерация лазерного излучения, которая имеет место благодаря сильному подавлению поглощения генерируемого света. Последнее достигается в результате деструктивной (квантовой) интерференции между разными каналами поглощения, когда верхний или нижний лазерные уровни когерентно связываются с некоторым вспомогательным уровнем атома. Во всех схемах для создания атомной когерентности требуется когерентное управляющее поле, связывающее основное и вспомогательное состояния системы, в то время как в большинстве случаев заселение верхнего лазерного уровня осуществляется некогерентной накачкой, которая переводит часть атомов из основного состояния на этот уровень. Применение последней, однако, усложняет экспериментальную реализацию ГБИН. Во избежание этой трудности в работах [8,11] было предложено заселять верхний лазерный уровень за счет радиационных распадов третьего состояния трехуровневой системы, возбужденного когерентной накачкой. В этих системах, однако, интенсивная генерация света на тех же частотах может иметь место также за счет параметрических процессов, в частности, на основе четырехволнового смешения (ЧВС). Исследованию этих процессов в двухфотонно-поглощающей среде посвящено большое количество работ [17-20]. Очевидно, что для правильной интерпретации эффекта безынверсного усиления света в предлагаемых схемах необходим учет параметрической генерации с целью определения области параметров, где влиянием последней можно пренебречь. В настоящей работе мы исследуем условия наблюдения ГБИН в присутствии ЧВС в схеме с квантовой когерентностью на смежном двухфотонном переходе. Напомним, что через гиперкомбинационное рассеяние (ГКР) в среде с двухфотонным поглощением генерируется стоксово излучение, квазирезонансное атомному переходу 1→2 (рис.1), которое вместе с полем накачки индуцирует на основе ЧВС генерацию параметрического поля на частоте перехода 2→0. Эти процессы хорошо исследованы как теоретически [17,21], так и экспериментально [18-20].

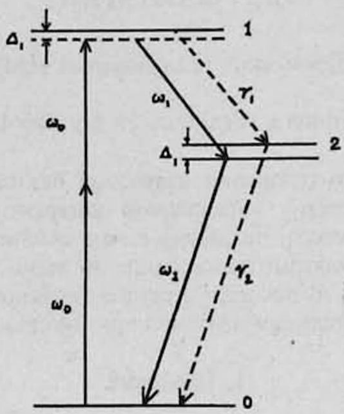


Рис.1. Трехуровневая схема для наблюдения лазерной генерации без инверсии населенностей на переходе 2→0. Двухфотонный переход 0→1 возбуждается когерентным полем E_0 с частотой ω_0. Δ_i и γ_i − соответствующие расстройки и ширины радиационных распадов.

Рассмотрим трехуровневую систему (рис.1), взаимодействующую на двухфотонном переходе 0→1 с когерентным полем E_0 на частоте ω_0 с расстройкой $\Delta_1 = \omega_{10} - 2\omega_0$, где ω_{10} − частота атомного перехода 0→1. Как и в работе [11], мы предполагаем, что уровень 2 заселяется за счет радиационного распада уровня 1 с вероятностью γ_1 и распадается в основное состояние 0 со скоростью γ_2 так, что инверсия населенностей на переходе 2→0 отсутствует. Это, фактически, V-система, и в принципе ГБИН возможна на частоте $\omega_2 \cong \omega_{20}$. Однако, поскольку переходы 1→2 и 2→0 дипольно разрешены, то в такой среде на основе ГКР генерируется стоксово излучение E_1 на частоте $\omega_1 = \omega_{12} - \Delta_1$, которое через ЧВС индуцирует генерацию параметрического поля E_2 с частотой $\omega_2 \approx \omega_{20}$. Очевидно, что два канала генерации света на частоте ω_2 конкурируют, и наша цель − найти условия, при которых ГБИН может быть обнаружена в чистом виде.

2. Базисные уравнения системы. Коэффициенты усиления стоксова и параметрического полей

Будем исходить из гамильтониана системы, имеющего вид $H = H_1 + V$, где

$$H_1 = \hbar\Delta_1\sigma_{11} + \hbar\Delta_2\sigma_{22} + \hbar\Omega[\sigma_{01} + \sigma_{10}],$$
$$V = \hbar[V_1\sigma_{12} + V_1^*\sigma_{21}] + \hbar[V_2^*\sigma_{02} + V_2\sigma_{20}]. \tag{1}$$

Здесь $\Delta_2 = \omega_{20} - \omega_2$, $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ – операторы атомного перехода $i \to j$, Ω – двухфотонная частота Раби когерентного поля E_0: $\Omega = E_0^2 \sum_m \mu_{1m}\mu_{m0} / \hbar(\omega_{m0} - \omega_0)$, причем с самого начала будем считать Ω реальным числом, а μ_{ij} – дипольный момент перехода $i \to j$, $V_1 = \mu_{01}E_1/\hbar$ и $V_2 = \mu_{20}E_2/\hbar$ – частоты Раби полей E_1 и E_2, соответственно.

Уравнения движения для матрицы плотности среды ρ в базисе голых состояний атома имеют вид

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[H,\rho] - \Gamma\rho, \tag{2}$$

где релаксационная матрица определена как

$$\Gamma\rho = \begin{bmatrix} -\gamma_2\rho_{22} & \frac{\gamma_1}{2}\rho_{01} & \frac{\gamma_2}{2}\rho_{02} \\ \frac{\gamma_1}{2}\rho_{01} & \gamma_1\rho_{11} & \frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}\rho_{12} \\ \frac{\gamma_2}{2}\rho_{20} & \frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}\rho_{21} & -\gamma_1\rho_{11}+\gamma_2\rho_{22} \end{bmatrix}. \tag{3}$$

Здесь не учитывается столкновительное уширение, считая плотность числа атомов достаточно малой.

Взаимодействие с лазерным полем E_0 вычисляется точно во всех порядках, предполагая Ω большим по сравнению с $\gamma_{1,2}$: $\Omega \gg \gamma_1, \gamma_2$, в то время как стоксово и параметрическое поля рассматриваются в первом порядке теории возмущений. В этом случае изменение населенностей уровней за счет взаимодействия с полями $E_{1,2}$ мало и им можно пренебречь. Это позволяет разбить систему уравнений (2) на две группы, в первой из которых учитывается взаимодействие только с сильным полем E_0 на переходе $0 \to 1$, а вторая содержит уравнения для поляризаций ρ_{12} и ρ_{20}, индуцированных слабыми полями $E_{1,2}$. Эти уравнения получаются стандартным образом [17], и для их решений в стационарном режиме в общем случае получаются довольно громоздкие выражения. Поэтому мы приведем их только для $\Delta_1 = 0$. В пренебрежении членами порядка γ^2/Ω^2 имеем:

$$\rho_{11} \approx \rho_{00} = \frac{\gamma_2}{2\gamma_2 + \gamma_1}, \tag{4}$$

$$\rho_{22} = \frac{\gamma_1}{2\gamma_2 + \gamma_1}, \tag{5}$$

$$\rho_{10} = \frac{2i\Omega}{\gamma_1}(\rho_{11} - \rho_{00}) = -\frac{i\gamma_1\gamma_2}{2\Omega(2\gamma_2 + \gamma_1)}, \tag{6}$$

а ρ_{12} и ρ_{20} представим в виде

$$\rho_{12} = a_1E_1 + b_1E_2^*, \tag{7}$$

$$\rho_{20} = a_2E_2 + b_2E_1^*. \tag{8}$$

Коэффициенты a_1 и b_1 равны:

$$a_1 = \frac{1}{d}\left\{(\Omega^2-\Delta_2^2)\Delta_2\delta - \Delta_2\frac{\gamma_1+2\gamma_2}{2}\left[\Omega\,\mathrm{Im}\,\rho_{01}+\frac{\gamma_2}{2}\delta\right]+ \right. \\ \left. +i(\Omega^2-\Delta_2^2)\left[\Omega\,\mathrm{Im}\,\rho_{01}+\frac{\gamma_2}{2}\delta\right]+i\Delta_2^2\frac{\gamma_1+2\gamma_2}{2}\delta\right\}, \tag{9}$$

$$b_1 = \frac{1}{d}\left\{(\Omega^2-\Delta_2^2)\left[\Omega\delta+\frac{\gamma_2}{2}\mathrm{Im}\,\rho_{01}\right]+\Delta_2^2\frac{\gamma_1+2\gamma_2}{2}\mathrm{Im}\,\rho_{01}- \right. \\ \left. -i(\Omega^2-\Delta_2^2)\Delta_2\,\mathrm{Im}\,\rho_{01}+i\Delta_2\frac{\gamma_1+2\gamma_2}{2}\left[\Omega\delta+\frac{\gamma_1}{2}\mathrm{Im}\,\rho_{01}\right]\right\}, \tag{10}$$

где

$$d=\left(\Omega^2-\Delta_2^2\right)^2+\Delta_2^2\left(\frac{\gamma_1+2\gamma_2}{2}\right)^2, \qquad \delta\equiv\rho_{11}-\rho_{22}=\rho_{00}-\rho_{22}. \tag{11}$$

Уравнения распространения полей $E_{1,2}$ по оси z, выбранной в направлении распространения когерентного поля, получаются стандартным образом и имеют вид

$$dE_1/dz=\alpha_1E_1+\beta_1E_2^*\exp(i\Delta kz), \tag{12}$$

$$dE_2/dz=\alpha_2E_2+\beta_2E_1^*\exp(-i\Delta kz), \tag{13}$$

где α_i — коэффициент усиления i-го поля, β_i — константы параметрической связи между полями, $\Delta k=(2\mathbf{k}_0-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)_z$ — расстройка волновых векторов $\mathbf{k}_i$, $i=0,1,2$. Они выражаются через a_i и b_i следующим образом:

$$\alpha_1=\frac{2\pi\omega_1N\mu_{12}}{cn_1}\mathrm{Im}\,a_1, \quad \beta_1=i\frac{2\pi\omega_1N\mu_{12}}{cn_1}b_1, \\ \alpha_2(\beta_2)=\alpha_1(\beta_1) \quad (1\leftrightarrow2,\ \mu_{12}\to\mu_{20}), \tag{14}$$

где N — плотность числа атомов, а n_i — показатель преломления i-го поля:

$$n_1=[1+4\pi\mu_{12}N\,\mathrm{Re}\,a_1]^{1/2}, \qquad n_2=n_1\ (1\to2,\ \mu_{12}\to\mu_{20}). \tag{15}$$

В направлении вперед удовлетворяется условие волнового синхронизма $\Delta k=0$. В этом случае решения уравнений (12)-(13) имеют вид

$$E_1(z)=\frac{(k_1-\alpha_2)E_{10}+\beta_1E_{20}^*}{k_1-k_2}\exp\{k_1z\}-\frac{(k_2-\alpha_2)E_{10}+\beta_1E_{20}^*}{k_1-k_2}\exp\{k_2z\}, \tag{16}$$

$$E_2(z)=\frac{(k_1-\alpha_1)E_{20}+\beta_2E_{10}^*}{k_1-k_2}\exp\{k_1z\}-\frac{(k_2-\alpha_1)E_{20}+\beta_2E_{10}^*}{k_1-k_2}\exp\{k_2z\}, \tag{17}$$

где

$$k_{1,2}=\frac{\alpha_1+\alpha_2}{2}\pm\frac{\sqrt{D}}{2}, \qquad D=(\alpha_1-\alpha_2)^2+4\beta_1\beta_2^*, \tag{18}$$

а E_{i0} – амплитуда i-го поля на входе в среду при $z = 0$ и описывает спонтанные шумы в случае генерации или представляет амплитуду сигнального импульса в условиях усиления.

3. Обсуждение результатов

За генерацию без инверсии населенностей ответственны эффекты атомной когерентности, вклад которых в α_i представлен членами, пропорциональными $\mathrm{Im}\rho_{01}$. Как видно из формул (14) и (9),(10), в области штарковских резонансов $\Delta_2 = \pm\Omega$, где имеет место максимальная генерация полей E_1 и E_2 за счет ГКР и ЧВС, этот вклад пренебрежимо мал. Однако он может стать сравнимым со вкладами остальных членов вблизи центра линии перехода $\omega_2 \cong \omega_{20}$. Напомним, что результаты работ [8,11] по ГБИН получены именно для резонансной частоты $\omega_2 = \omega_{20}$. Из формул (9),(10) и (14) для $\Delta_2 = 0$ имеем:

$$\alpha_1 = \frac{2\pi\omega_1 N\mu_{12}^2}{cn_1}\frac{1}{\Omega^2}\left(\Omega\,\mathrm{Im}\,\rho_{01} + \frac{\gamma_2}{2}\delta\right), \tag{19}$$

$$\beta_1 = \frac{2\pi\omega N\mu_{12}\mu_{20}}{cn_1}\frac{i}{\Omega^2}\left(\Omega\delta + \frac{\gamma_2}{2}\mathrm{Im}\,\rho_{01}\right), \tag{20}$$

$$\alpha_2 = \frac{2\pi\omega_2 N\mu_{20}^2}{cn_1}\frac{1}{\Omega^2}\left(\Omega\,\mathrm{Im}\,\rho_{01} - \frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}\delta\right), \tag{21}$$

$$\beta_2 = \frac{2\pi\omega_2 N\mu_{12}\mu_{20}}{cn_2}\frac{i}{\Omega^2}\left(\Omega\delta + \frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}\mathrm{Im}\,\rho_{01}\right), \tag{22}$$

откуда следует, что $a_i << b_i$ и, следовательно, согласно (18), $k = \pm 2\sqrt{\beta_1\beta_2^*}$. Это означает, что на частоте $\omega_2 \cong \omega_{20}$ имеет место только параметрическая генерация излучения независимо от когерентных эффектов.

Таким образом, в рассматриваемой схеме генерация без инверсии населенностей на частоте атомного перехода 2→0 в направлении вперед не наблюдаема из-за сильной конкуренции с ЧВС. Однако такая возможность имеется в геометрии встречных пучков или при распространении генерируемых излучений назад, поскольку в этом случае параметрические процессы отсутствуют из-за большой фазовой расстройки $\Delta k >> \alpha_i$. Пренебрегая в правых частях уравнений (12),(13) членами, пропорциональными $\exp(i\Delta kz)$, для E_2 получаем простое решение:

$$E_2(z) = E_2(0)\exp[\alpha_2 z], \tag{23}$$

где α_2 для $\Delta_2 = 0$ определяется из (21). Заметим, что коэффициент поглощения α_2 содержит два члена, второй из которых, будучи пропорциональным разности населенностей лазерных уровней δ, ответственен за поглощение поля (поскольку в отсутствие инверсии $\delta > 0$), а первый представляет атомную когерентность между уровнями 1 и 0, наведенную сильным лазерным полем E_0. Поскольку этот вклад всегда положителен, то $\alpha_2 > 0$, если $\Omega\,\mathrm{Im}\,\rho_{01} > (\gamma_1 + \gamma_2)/2\delta$. Отсюда, используя выражения для ρ_{01} (6) и δ (11), получаем условия для безынверсной генерации света на резонансной частоте 2→0, т.е. $\omega_2 = \omega_{20}$:

$$\delta > 0 \text{ или } \gamma_2 > \gamma_1 \quad \text{и} \quad \gamma_2\gamma_1 > \gamma_2^2 - \gamma_1^2. \tag{24}$$

Нетрудно проверить, что они одновременно выполняются, если $1 > \gamma_1 / \gamma_2 > 0{,}6$.

На рис.2 приведена зависимость α_2 и дисперсии $\chi_2 = (2\pi N\omega_2\mu_{20}^2 / \hbar c)\operatorname{Re}\rho_{20}$ от расстройки Δ_2 в случае распространения назад. Как следует из рисунка, на двух частотах коэффициент поглощения α_2 отрицателен и, следовательно, имеет место сильное поглощение поля E_2. Это связано с тем, что в лазерном поле E_0 основной уровень 0 из-за Штарк-эффекта расщепляется на дублет уровней, разделенных частотой Раби Ω, с которых имеет место только поглощение поля E_2. Однако, в промежуточной области $\alpha_2 > 0$, что и соответствует ГБИН. Видно, что в области нулевого поглощения на частоте ω_2 имеется большой коэффициент преломления, что совпадает с ранее полученными результатами [8,11].

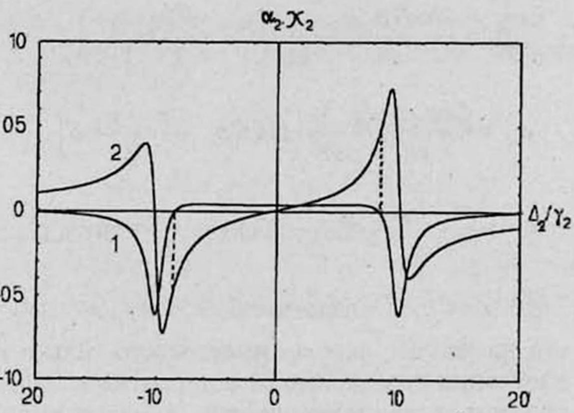


Рис.2. Коэффициент поглощения α_2 (кривая 1) и дисперсия χ_2 (кривая 2) для поля E_2 в зависимости от Δ_2: $\gamma_1 / \gamma_2 = 0{,}9$; $\Omega / \gamma_2 = 10$; $\omega_1\mu_{12}^2 / \omega_2\mu_{20}^2 = 0{,}4$. Все коэффициенты нормированы на $\chi_0 = 2\pi\omega_1\mu_{12}^2 N / c\hbar$. Местоположение частот нулевого поглощения указано штриховыми прямыми.

Резюмируя, можно сказать, что ранее предложенная в работах [8,11] система оказалась на самом деле более сложной, чем схемы с некогерентной накачкой верхнего лазерного уровня. Безынверсное усиление можно наблюдать только в направлении назад. Усиление будет тем больше, чем γ_1 больше γ_2. Если разность населенностей невелика, то вклад нелинейной интерференции в усиление является определяющим и можно получить ГБИН.

Автор благодарен Ю.П.Малакяну за многочисленные обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена в рамках научной темы 96-770, финансируемой из государственных централизированных источников Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **O.Kocharovskaya**. Phys. Rep., **219**, 175 (1992).
2. **M.Scully**. Phys. Rep., **219**, 191 (1992).
3. **M.Fleischhauer et al.** Opt. Com., **94**, 599 (1992).
4. **R.Meduri et al.** Phys. Rev. Lett., **71**, 4311 (1993).
5. **Ю.П.Малакян**. Письма в ЖЭТФ, **57**, 769 (1993).
6. **G.Wilson et al.** Phys. Rev. A, **50**, 3394 (1994).
7. **O.Kocharovskaya, P.Mandel**. Quantum Optics, **6**, 217 (1994).
8. **S.Gong, H.Teng, Z.Xu**. Phys. Rev. A, **51**, 3382 (1995).
9. **M.Scully, M.Fleischhauer**, Science, **263**, 337 (1994).
10. **Y.Zhu**. Opt. Commun., **105**, 253 (1994).
11. **В.Г.Архипкин, Е.Н.Минакова**. Кв. электроника, **22**, 835 (1995).
12. **A.Nottleman et al.** Phys. Rev. Lett., **70**, 1783 (1993).
13. **I.Fry et al.** Phys. Rev. Lett., **70**, 3235 (1993).
14. **W.Van der Veer et al.** Phys. Rev. Lett., **70**, 3243 (1993).
15. **I.Gao et al.** Opt. Commun., **110**, 590 (1993).
16. **I.-Q.Li, M.Xiao**. Phys. Rev. A, **51**, R2703 (1995).
17. **Ю.П.Малакян**. Кв. электроника, **12**, 1365 (1985); ibid, **16**, 1870 (1989).
18. **W.Hartig**. Appl. Phys., **15**, 427 (1978).
19. **J.Heinrich, W.Behmenburg**. Appl. Phys., **23**, 333 (1980).
20. **P.-L.Zhang, Y.-C.Wang, A.Shawlow**. J. Opt. Soc. Amer. B, **1**, **9** (1984).
21. **Yu.P.Malakyan**. J. Mod. Opt., **39**, 509 (1992).

ԵՐԿՖՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆ ԱՌԱՆՑ ԲՆԱԿԵՑՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԻՆՎԵՐՍԻԱՅԻ ԼՈՒՅՍԻ ՈՒԺԵՂԱՑՄԱՆ ՎՐԱ

Ա. Ռ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ եռամակարդակ ատոմային համակարգում երկֆոտոնային կոհերենտ դաշտով ղեկավարվող ճառագայթման առանց բնակեցվածության ինվերսիայի գեներացիան պարամետրիկ պրոցեսների հետ մրցակցության պատճառով ճնշվում է «դեպի առաջ» ուղղությամբ, սակայն հնարավոր է այն դիտել «դեպի ետ» ուղղությամբ: Վերջին դեպքում ցուցադրված է զրոյական կլանման ժամանակ բեկման ցուցչի աճի հնարավորությունը:

INFLUENCE OF THE PARAMETRIC PROCESSES ON THE LASING WITHOUT INVERSION IN A TWO-PHOTON ABSORBING MEDIUM

A. R. MKHITARYAN

We show that the lasing without inversion in a three-level ladder-system driven by a coherent field on a two-photon auxiliary transition is strongly suppressed in the forward direction due to competition with the four-wave mixing. However, it can be observed in the backward direction in which case the large refractive index at zero absorption can be obtained.

Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.214-220 (1998)

УДК 621.373.826

ДИОДНО-НАКАЧИВАЕМЫЙ НЕПРЕРЫВНЫЙ $YAG:Nd^{3+}$ ЛАЗЕР С ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

Д. Г. САРКИСЯН, А. В. ПАПОЯН

Институт физических исследований НАН Армении

Г. БОННЕТ, К. БЕРГМАНН

Университет Кайзерслаутерна, Кайзерслаутерн, Германия

(Поступила в редакцию 6 марта 1998г.)

Для пассивной модуляции добротности (ПМД) диодно-накачиваемого непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера в качестве насыщающегося поглотителя использовались: кристалл $LiF:F_2^-$; Т-образная лейкосапфировая кювета, содержащая молекулярные пары Cs_2; цилиндрическая лейкосапфировая кювета, содержащая смесь молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$. Показано, что основным преимуществом применения молекулярных паров для осуществления ПМД непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера является простота управления длительностью генерируемых импульсов. При возрастании температуры молекулярных паров от 150^0C до 230^0C длительность генерируемых лазерных импульсов уменьшается от 570 нс до 80 нс.

В настоящее время для пассивной модуляции добротности в качестве насыщающегося поглотителя (НП) используются кристаллы $LiF:F_2^-$, Cr^{4+}:YAG и Cr^{4+}:YSO [1-12]. Однако в некоторых случаях применение НП на основе молекулярных паров щелочных металлов может быть более предпочтительным. Основными преимуществами являются: 1) простота изменения длительности импульсов путем изменения температуры молекулярных паров, 2) возможность работы при высокой частоте следования и высокой лазерной мощности (вследствие быстрого переизлучения поглощенной энергии), 3) ожидаемая область применения в спектральном диапазоне 500-1100 нм, 4) отсутствие деградации молекулярных паров, 5) захват частоты и спектральное сужение вследствие тонкой структуры в спектре поглощения молекулярных паров.

В работах [13-17] было продемонстрировано, что применение молекулярных паров щелочных металлов для ПМД импульсных $YAG:Nd^{3+}$ и рубинового лазеров позволяет генерировать спектрально-ограниченные импульсы, перестраиваемые по длительности в интервале 300 пс — 100 нс (в зависимости от плотности молекулярных паров).

Целью настоящей работы было изучение и сравнение особенностей режимов ПМД непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера, осуществляемых с помощью кристалла $LiF:F_2^-$, кюветы, содержащей молекулярные пары Cs_2, и кюветы, содержащей смесь молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$.

В наших экспериментах использовался коммерческий диодно-накачиваемый непрерывный $YAG:Nd^{3+}$ лазер (IDAR Laser). При оптической накачке (максимальной) 50 Вт выходная мощность составляла 6 Вт. Длина $YAG:Nd^{3+}$ лазерного элемента составляла 25 мм и диаметр – 2 мм. Отражение выходного зеркала составляло 96% (рис.1). Лазер генерировал поляризованное TEM_{00} излучение с диаметром 1,5 мм.

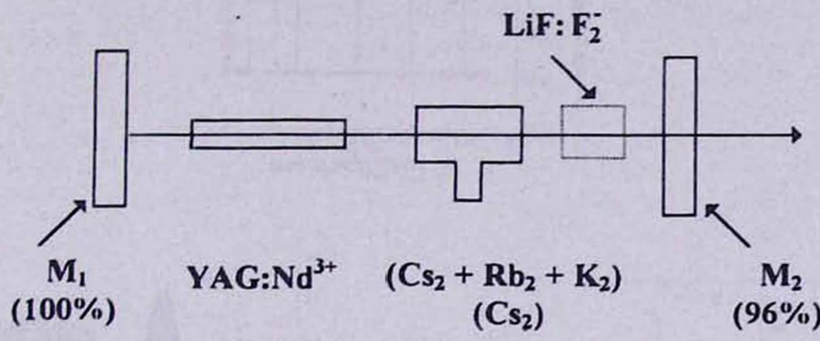


Рис.1. Экспериментальная схема. $YAG:Nd^{3+}$ лазерный элемент – длина 25 мм, диаметр 2 мм. M_1 и M_2 – зеркала с отражением 100% и 96% соответственно.

I) Осуществление режима ПМД непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера с помощью кристалла $LiF:F_2^-$. Кристалл имел начальное пропускание (для слабого, ненасыщающего излучения) 76,2% на длине волны 1064 нм. Длина кристалла – 13 мм. Торцы кристалла были параллельны друг другу и ориентировались перпендикулярно оси резонатора. Оптическая длина резонатора (L_{opt}) составляла 190 мм. Торцы кристалла не имели просветляющих покрытий. При помещении кристалла в резонатор лазера порог генерации возрастал в 1,64 раза. Длительность генерируемых импульсов составляла ~ 100 нс. При оптической накачке 50 Вт выходная мощность (средняя) составляла 200 мВт. На рис.2a приведена осциллограмма генерируемых импульсов на длине волны 1064 нм. Осциллограмма получена с помощью скоростного фотодиода и осциллографа фирмы Hewlett-Packard с полосой 2 ГГц (и 8 ГГц в стробоскопическом режиме). Частота следования лазерных импульсов ~ 5 кГц. Из рис.2a видно, что частота следования импульсов, а также энергия импульсов несколько изменяются вдоль цуга. На рис.2b приведена осциллограмма временной огибающей одиночного импульса из цуга, с полной шириной на полувысоте (ПШП) ≈ 100 нс. Таким образом, пиковая мощность одиночного импульса составляла 400 Вт. Отметим, что с 30% вероятностью генерируемые импульсы имели субструктуру, обусловленную биением продольных мод (рис.2c). В верхней части рисунка приведена осциллограмма того же импульса с лучшим временным разрешением, которая показывает, что период осцилляций $T \approx 1,25$ нс. Этот период равен времени полного обхода фотоном оптической длины резонатора, которая равна $T \approx 2L_{opt}/c$, где c – скорость света [18].

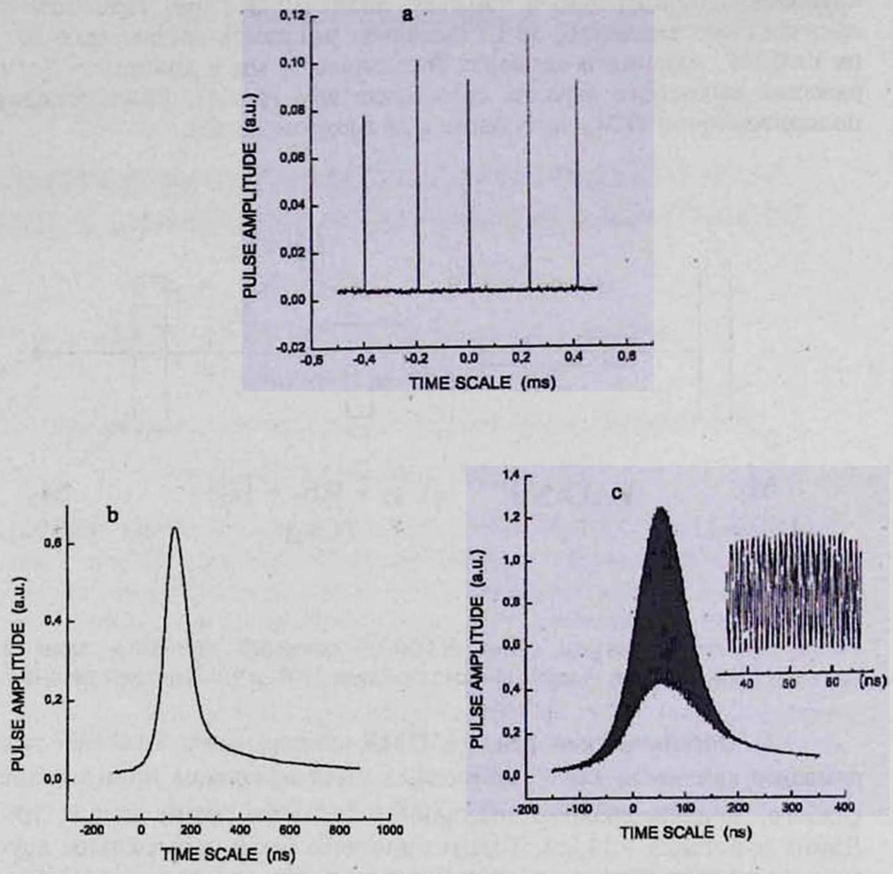


Рис.2. Режим пассивной модуляции добротности непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера с помощью кристалла $LiF:F_2^-$. a) осциллограмма генерируемых импульсов на длине волны 1064 нм, b) осциллограмма временной огибающей одиночного импульса из цуга, c) импульс с субструктурой, обусловленной биением продольных мод; в верхней части – тот же импульс с лучшим временным разрешением.

II) Осуществление режима ПМД непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера с помощью T-образной лейкосапфировой кюветы, содержащей молекулярные пары Cs_2. Длина кюветы – 102 мм. Лейкосапфировые окна кюветы (прозрачные в интервале 160 нм – 7 мкм) были сориентированы таким образом, чтобы избежать двулучепреломления. Окна кюветы были почти параллельны друг другу и ориентировались перпендикулярно оси резонатора. Окна кюветы не имели просветляющих покрытий. Оптическая длина резонатора составляла 400 мм. T-образная кювета помещалась в резонатор лазера, при этом окна нагревались до температуры 240^{0}C, но отросток кюветы оставался холодным (т.е. имел комнатную температуру). Поскольку температура отростка определяет плотность молекулярных паров Cs_2 в кювете, следовательно, в кювете практически не было молекулярных паров, при этом порог генерации лазера возрастал в 1,57 раза. При оптической накачке 50 Вт выходная мощность (средняя) составляла 100 мВт.

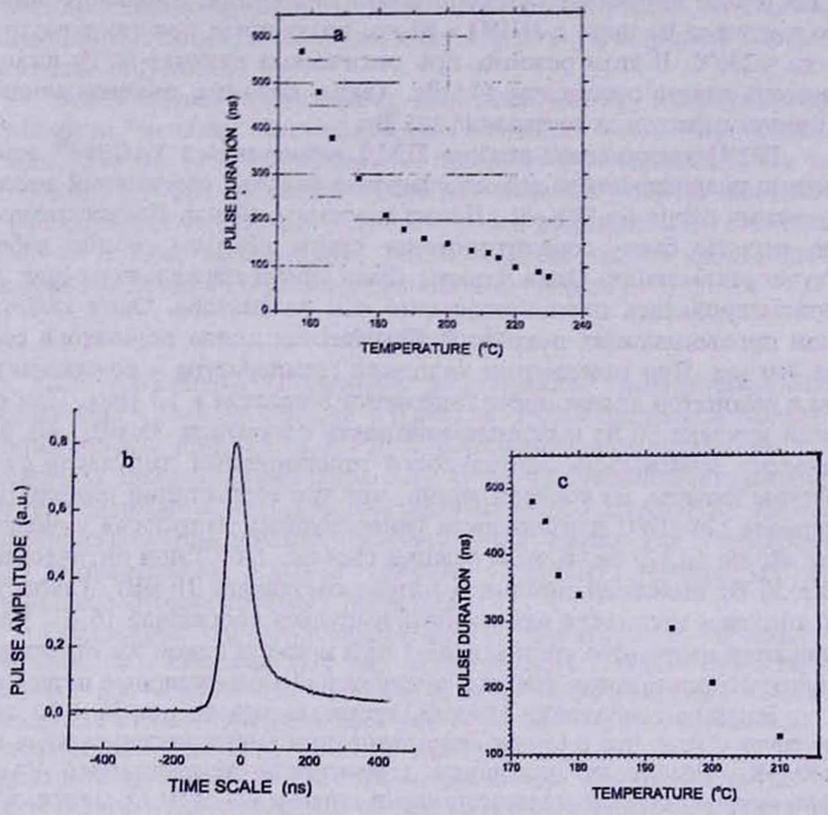


Рис.3. а) Зависимость длительности генерируемых импульсов от температуры отростка кюветы (в кювете – молекулярные пары Cs_2), b) осциллограмма одиночного импульса из цуга, с ПШП ≈80 нс (температура отростка ≈230°С), с) зависимость длительности генерируемых импульсов от температуры кюветы (в кювете – смесь молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$).

Нагревание отростка кюветы проводилось в интервале температур 150-230°С (температура окон кюветы поддерживалась на ~10°С выше). При этом давление молекулярных паров Cs_2 в кювете возрастало от $7\cdot10^{-6}$ до $7\cdot10^{-4}$ Торр, а начальное пропускание (для слабого, ненасыщающего излучения) на длине волны 1064 нм уменьшалось с 95% до 70%. На рис.3а приведена зависимость длительности генерируемых импульсов от температуры отростка кюветы, из которой видно, что при возрастании температуры в интервале 150-230°С длительность генерируемых импульсов уменьшается от 570 нс до 80 нс. Укорочение длительности генерируемых импульсов объясняется увеличением начального поглощения молекулярных паров, что, как хорошо известно, при работе лазера в режиме ПМД приводит к укорочению длительности [1]. Это согласуется с результатом, полученным при ПМД непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера с ламповой накачкой [19]. Частота следования импульсов составляла

~5 кГц, однако в отличие от случая применения $LiF:F_2^-$ (рис.2а) импульсы не были расположены эквидистантно, а располагались более хаотично. На рис.3b приведена осциллограмма временной огибающей одиночного импульса из цуга, с ПШП ≈ 80 нс, полученная при температуре отростка ≈ 230°С. В этом режиме, при оптической накачке 50 Вт выходная мощность лазера составляла 50 мВт. Таким образом, пиковая мощность одиночного импульса составляла 125 Вт.

III) Осуществление режима ПМД непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера с помощью цилиндрической лейкосапфировой кюветы, содержащей смесь молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$. Длина кюветы – 80 мм. Лейкосапфировые окна кюветы были сориентированы таким образом, чтобы избежать двулучепреломления. Окна кюветы были почти параллельны друг другу и ориентировались перпендикулярно оси резонатора. Окна кюветы не имели просветляющих покрытий. Оптическая длина резонатора составляла 400 мм. При помещении холодной (температура – комнатная) кюветы в резонатор лазера порог генерации возрастал в 1,7 раза. При оптической накачке 50 Вт выходная мощность составляла 35 мВт. На рис.3с приведена зависимость длительности генерируемых импульсов от температуры кюветы, из которой видно, что при возрастании температуры в интервале 170-210°С длительности генерируемых импульсов уменьшаются от 480 нс до 120 нс. В этом режиме (120 нс, 210°С) при оптической накачке 50 Вт выходная мощность лазера составляла 10 мВт. Таким образом, пиковая мощность одиночного импульса составляла 16 Вт. Частота следования импульсов составляла ~5 кГц и имела такой же характер, как в случае использования кюветы, содержащей молекулярные пары Cs_2.

Близкое совпадение кривых, приведенных на рис.3а и 3с, свидетельствует о том, что в случае использования смеси молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$, пассивная модуляция добротности непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера осуществляется молекулярными парами Cs_2. Тем не менее, вопрос о том, какой из молекулярных паров – Cs_2 или Rb_2 более перспективен в качестве НП для непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера, пока полностью не выяснен. Меньшая выходная мощность лазера в режиме ПМД при использовании кюветы, содержащей смесь молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$, обусловлена несколько худшим оптическим качеством окон кюветы по сравнению с кюветой, содержащей молекулярные пары Cs_2 (это видно и по более высокому порогу генерации лазера).

Обсуждение

Из приведенных выше результатов следует, что основным преимуществом применения молекулярных паров для осуществления ПМД непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера является простота управления длительностью генерируемых импульсов. Что касается порога генерации, он был минимальным в случае применения для ПМД кристалла $LiF:F_2^-$. Объяснение этого достаточно простое: показатель преломления кристалла $LiF:F_2^-$ n ≈1,4, в то время как для лейкосапфира n ≈1,75. Следовательно, френелевские потери, вызванные отражением от одной поверхности $LiF:F_2^-$ и лейкосапфира, составляют 4 % и 7,5 % соответственно. Более того, число отражающих поверхностей в случае кристалла $LiF:F_2^-$ всего 2, а в случае лейкосапфировой кюветы – 4. Таким образом, для осуществления ПМД кюветой, содержащей молекулярные пары, очень важным является использование кюветы с брюстеровскими окнами. Это приведет к снижению порога генерации, увеличит выходную мощность лазера, а также позволит использовать более высокое начальное поглощение молекулярных паров. В свою очередь, более высокое начальное поглощение молекулярных паров позволит генерировать более короткие по длительности импульсы и увеличит область перестройки длительности импульсов (рис.3а).

Что касается применения кристалла $LiF:F_2^-$ с просветленными покрытиями, а также использования меньшего (чем 76%) начального пропускания, то это, по-видимому, приведет к генерации более коротких импульсов. Тем не менее, открытым остается вопрос, как долго будет работать для ПМД кристалл $LiF:F_2^-$ без деградации F_2^- центров окраски. В случае применения молекулярных паров деградация насыщающегося молекулярного перехода отсутствует.

Заключение

Для пассивной модуляции добротности диодно-накачиваемого непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера в качестве насыщающегося поглотителя использовались: кристалл $LiF:F_2^-$; Т-образная лейкосапфировая кювета, содержащая молекулярные пары Cs_2; цилиндрическая лейкосапфировая кювета, содержащая смесь молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$. Основным преимуществом применения молекулярных паров для осуществления ПМД непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера является простота управления длительностью генерируемых импульсов.

Ожидается, что смесь молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$ может быть использована в качестве НП для непрерывных лазеров, работающих в интервале 500 – 1100 нм (например, для $Ti:Al_2O_3$ лазера). Поскольку поглощение смеси молекулярных паров $Cs_2+Rb_2+K_2$ в интервале 600 – 900 нм существенно больше, чем на длине волны 1064 нм, это позволит осуществить при той же рабочей температуре, но при меньшей длине кюветы (всего 1-2 см) такое же начальное пропускание, что и для непрерывного $YAG:Nd^{3+}$ лазера. Важно отметить, что для успешной работы в качестве насыщающегося поглотителя кюветы, содержащей молекулярные пары, последняя должна иметь брюстеровские окна.

Авторы признательны А.С.Саркисяну за помощь при изготовлении кювет.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Л.Микаэлян, М.Л.Тер-Микаелян,** Ю.Г.Турков. Оптические генераторы на твердом теле. М., Сов. радио, 1967.
2. **R.S.Afzal, A.W.Yu, J.J.Zayhowski, T.Y.Fan.** Opt. Lett., **22**, 1314 (1977).
3. **A.Agnesi, S.Dell'Acqua, G.C.Reali.** Opt. Commun., **133**, 211 (1977).
4. **Y.Shimony, Z.Burstein, Y.Kalisly.** IEEE J. Quant. Electr., **31**, 1738 (1995).
5. **R.S.Afzal, M.D.Selker.** Opt. Lett., **20**, 465 (1995).
6. **J.J. Degnan.** IEEE J. Quant. Electr., **31**, 1890 (1995).
7. **Y-K.Kuo, M-F.Huang, M.Birnbaum.** IEEE J. Quant. Electr., **31** ,657 (1995).
8. **B.Braun, F.X.Kartner, U.Keller, J-P.Meyn, G.Huber.** Opt. Lett., **21**, 405 (1996).
9. **J.J.Zayhowski, C.Dill III.** Opt. Lett., **19**, 1427 (1994).
10 **B.Braun, F.X.Kartner, G.Zhang, M.Moser, U.Keller.** Opt. Lett., **22**, 381 (1977).
11. **Т.Т.Басиев, А.Ю.Дергачев, П.Г. Зверев и др.** Изв. АН СССР, серия физич., **51**, 1440 (1987).
12. **Т.Т.Басиев, А.Н.Кравец, С.Б.Миров, А.В.Федин.** Письма в ЖТФ, **17**, 16 (1991).
13. **Н.Н.Костин, В.А.Ходовой.** Изв. АН СССР, серия физич., **37**, 2083 (1973); **37**,

2093 (1973). **Н.Н.Костин, В.А.Ходовой, В.В.Хромов.** Изв. АН СССР, серия физич., 37, 2089 (1973).
14. **Д.Г.Саркисян.** Квантовая электроника, **16**, 1697 (1989).
15. **S. Yezekian, S. Michaelian, K. Petrosian, K.Pokhsrarian.** Optics Comm., **70**, 493 (1989).
16. **D.Sarkisyan, V.Krupkin, B.Glushko.** Appl. Opt., **33**, 5518 (1994).
17. **D.Sarkisyan, A.Papoyan.** Appl. Opt., **35**, 3207 (1996).
18. Сверхкороткие световые импульсы. М., Мир, 1981.
19. **K.Pokhsrarian, K.Petrossian, H.Petrossian, D.Sarkisyan.** Àdv. Program. of Intern. Conf. CLEO/Europe - EQEC'96, p.66, Hamburg, 1996.

ԴԻՈԴԱՅԻՆ ՄՂՈՒՄՈՎ ԱՆԸՆԴՀԱՏ YAG:Nd^{3+} ԼԱԶԵՐ ԲԱՐՈՐԱԿՈՒԹՅԱՆ ՊԱՍԻՎ ՄՈԴՈՒԼՈՒՄՈՎ

Դ. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ, Գ. ԲՈՆՆԵՏ, Կ. ԲԵՐԳՄԱՆՆ

Դիոդային մղումով անընդհատ YAG:Nd^{3+} լազերի բարորակության պասիվ մոդուլման (ԲՊՄ) համար որպես հագեցվող կլանիչ օգտագործվել են LiF:F_2^- բյուրեղ, Cs_2 մոլեկուլային գոլորշի պարունակող T-ձև լեյկոշափյուղե անոթ, Cs_2+Rb_2+K_2 մոլեկուլային գոլորշիների խառնուրդ պարունակող գլանաձև լեյկոշափյուղե անոթ: Ցույց է տված, որ անընդհատ YAG:Nd^{3+} լազերի ԲՊՄ-ի իրականացման համար մոլեկուլային գոլորշիների օգտագործման հիմնական առավելությունն է գեներացվող իմպուլսների տևողության ղեկավարման պարզությունը: Մոլեկուլային գոլորշիների ջերմաստիճանի 150°C-ից 230°C աճի դեպքում գեներացվող իմպուլսների տևողությունը նվազում է 570 ns-ից 80 ns:

PASSIVELY Q-SWITCHED DIODE-PUMPED CW YAG:ND^{3+} LASER

D. H. SARKISYAN, A. V. PAPOYAN, G. BONNET, K. BERGMANN

For passive Q-switching of diode-pumped cw YAG:Nd^{3+} laser as saturable absorber a LiF:F_2^- crystal, a T-shaped sapphire cell containing molecular vapor of Cs_2 as well a cylindrical sapphire cell containing molecular vapor of Cs_2+Rb_2+K_2 mixture have been used. It is shown that the main advantage of molecular vapor usage for passive Q-switching of cw YAG:Nd^{3+} laser is a simple variation of the pulse duration. The pulse duration decreases from 570 ns to 80 ns at the cell temperature increasing from 150^{0}C to 230^{0}C.

Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.221-224 (1998)

УДК 621.373.826

КОМПРЕССИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ЖИРА-ТУРНУА

А. А. АКОПЯН, Д. Л. ОГАНЕСЯН

Ереванский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений

(Поступила в редакцию 31 марта 1998 г.)

В данной статье в результате численного эксперимента показана возможность компрессии импульса длительностью 80 фс с помощью компрессора, состоящего из отрезка нелинейной дисперсной среды и интерферометра Жира-Турнуа, до длительности 47 фс.

Известно, что при прохождении фемтосекундных лазерных импульсов через оптически нелинейную дисперсную среду происходит их фазовая самомодуляция, выражающаяся в нарастании несущей частоты от фронта к хвосту. Распространение такого импульса в среде с аномальной дисперсией групповых скоростей сопровождается его компрессией при выполнении известных условий.

В данной работе приводятся результаты численного эксперимента по сжатию фемтосекундного импульса с помощью компрессора, состоящего из отрезка нелинейной дисперсной среды и интерферометра Жира-Турнуа.

Согласно результатам работы [1], где получено численное решение нелинейного волнового уравнения (отличного от нелинейного уравнения Шредингера), описывающее дисперсное нелинейное распространение фемтосекундного лазерного импульса в среде с кубичной нелинейностью с учетом линейной дисперсии второго порядка, огибающая импульса на выходе среды приобретает некоторую асимметрию. При этом зависимость мгновенной частоты от времени в основной энергонесущей части импульса приобретает линейный характер, причем асимметрия уширения спектра в антистоксову и стоксову области уменьшается по сравнению с бездисперсным распространением импульса [2].

Уравнение для нормированного значения вектора напряженности электрического поля E, описывающее распространение импульса в нелинейной дисперсной среде в приближении однонаправленных волн [1-5], записанное в безразмерных величинах, имеет следующий вид [1]:

$$\Phi'_\xi - A|\Phi|^2 \cdot \Phi'_\eta + B\Phi'''_\eta = 0, \qquad (1)$$

где $\Phi = E / E_0$; $\xi = zn_0 / (c\tau_0)$; $\eta = zn_0 / (c\tau_0) - t / \tau_0$; $A = \pi\chi_0^{(3)} E_0^2 / n_0^2$; $B = \pi\alpha_2 / (n_0^2 \tau_0^2)$, E_0 − максимальное значение действительной амплитуды вектора напряженности электрического поля, $2\tau_0$ − длительность импульса, n_0 — линейная часть показателя преломления, $\chi_0^{(3)}$ — низкочастотный предел фурье-образа нелинейной восприимчивости среды третьего порядка $\chi^{(3)}(t_1,t_2,t_3)$, α_2 — низкочастотный предел второй производной фурье-образа линейной восприимчивости среды $\alpha(t)$.

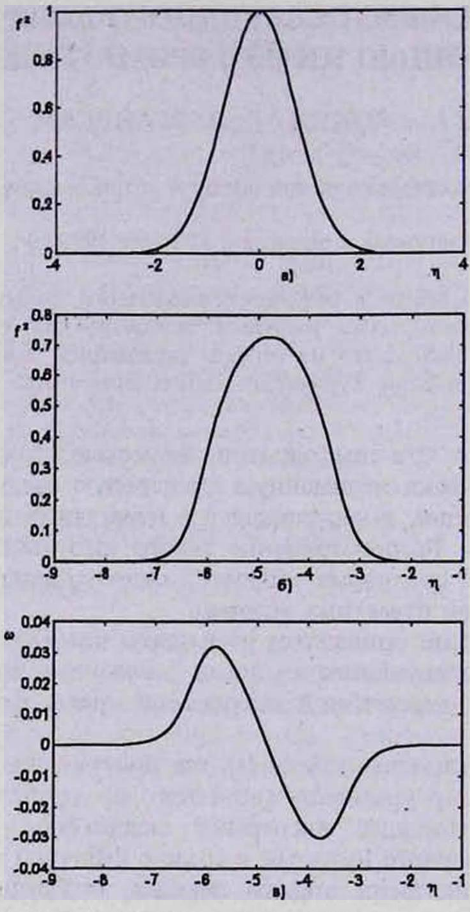


Рис.1. а) Нормированная огибающая импульса на входе в нелинейную дисперсную среду; б) нормированная огибающая импульса на входе из нелинейной дисперсной среды. Графики построены при следующих значениях параметров: $2\tau_0 = 80$ фс, $\lambda_0 = 1{,}06$ мкм, $I = 2{,}1\cdot10^{11}$ Вт/см^2, $n_0 = 1{,}5$; $n_2 = 3{,}2\cdot10^{-16}$ см^2/Вт; $A = 0{,}225\cdot10^{-4}$; $B = 1{,}57\cdot10^{-7}$, $z = 1{,}6$ см.

В результате факторизации уравнения (1) при помощи подстановки $\Phi = f\cdot\cos g$ с учетом того, что $\omega_0\tau_0 >> 1$, где ω_0 — несущая частота импульса, получим систему из двух связанных уравнений для амплитуды $f(\xi,\eta)$ и фазы $g(\xi,\eta)$:

$$f'_\xi - Af^2\cdot f'_\eta - 3B\cdot(f'_\eta\cdot(g'_\eta)^2 + fg'_\eta\cdot g''_\eta) = 0, \tag{2}$$

$$g'_\xi - Af^2\cdot g'_\eta - B\cdot(g'_\eta)^3 = 0. \tag{3}$$

На рис.1(а) приведена зависимость огибающей входного импульса длительностью $2\tau_0 = 80$ фс и интенсивностью $I = 2{,}1 \cdot 10^{11}$ Вт/см^2 на длине волны $\lambda_0 = 1{,}06$ мкм от времени. На рис.1(б), 1(в) приведены результаты численного решения системы уравнений (2), (3) для зависимости огибающей $f^2(\xi,\eta)$ и нормированной несущей частоты $\omega(\xi,\eta)$ от времени соответственно в среде с $n_0 = 1{,}5$; $n_2 = 3{,}2 \cdot 10^{-16}$ см^2/Вт; $A = 0{,}225 \cdot 10^{-4}$; $B = 1{,}57 \cdot 10^{-7}$ и толщиной $z = 1{,}6$ см. Согласно этим расчетам модуль отношения уширения спектра в антистоксову область $\overline{\omega}_{aS} = \omega_{aS} - \omega_0$ к уширению в стоксову $\overline{\omega}_S = \omega_S - \omega_0$ равно $|\overline{\omega}_{aS} / \overline{\omega}_S| \approx 1{,}05$ и $\overline{\omega}_{aS} - \overline{\omega}_S \approx 0{,}06 \cdot \omega_0$, что соответствует скорости изменения частоты $\beta = (\overline{\omega}_{aS} - \overline{\omega}_S) / (2\tau) = 0{,}96 \cdot 10^{27}\ \text{с}^{-2}$, где $2\tau \approx 111$ фс – длительность выходного импульса.

Известно, что в экспериментах по генерации и компрессии фемтосекундных импульсов используется интерферометр Жира-Турнуа [6-8]. Следовательно, компрессия частотно-модулированного импульса, полученного на выходе среды с помощью интерферометра Жира-Турнуа, представляет практический интерес. Интерферометр Жира-Турнуа представляет собой модификацию интерферометра Фабри-Перо, коэффициент отражения переднего широкополосного зеркала которого $r < 1$, а заднее зеркало – глухое ($r' = 1$). Коэффициент передачи интерферометра имеет следующий вид [9]:

$$K(\omega) = \frac{e^{-i\omega T} - r}{1 - r \cdot e^{-i\omega T}}, \tag{4}$$

где

$$T = (2nh/c)(1 - n^{-2}\sin^2\gamma)^{1/2} \tag{5}$$

– время запаздывания между интерферирующими импульсами, h – расстояние между зеркалами, γ – угол падения.

Рассмотрим интерферометр Жира-Турнуа, представляющий собой глухое зеркало, выполненное в виде многослойной диэлектрической структуры, на которую нанесен слой плавленого кварца (SiO_2). При толщине диэлектрического слоя из плавленого кварца ~1 мкм зависимостью коэффициента отражения r, а также времени запаздывания T от частоты ω можно пренебречь. Следует отметить, что в (4) необходимо учитывать зависимость коэффициента отражения r как от направления поляризации падающего импульса, так и от угла падения.

Рассмотрим случай, когда падающий импульс поляризован в плоскости падения. В разложении фазочастотной характеристики по частоте будем учитывать члены до третьего порядка малости [7].

Эффективное число интерферирующих импульсов N_{eff}, согласно [10],

$$N_{eff} = \pi\sqrt{r}/(1-r) \tag{6}$$

при $r \approx 0{,}2$ равно 2. При $h = 3 - 4$ мкм, что соответствует $T = 30 - 35$ фс, число интерферирующих импульсов равно трем.

На рис.2 приведен временной профиль огибающей сжатого импульса на выходе интерферометра, нормированный на максимальное значение огибающей на входе в него при $\gamma = 30^0$ и $h = 3{,}82$ мкм. На рисунке заметна субструктура на переднем фронте сжатого импульса, которая обязана своим появлением учету третьего порядка малости в разложении фазочастотной характеристики по частоте. Значение $h = 3{,}82$ мкм является минимальным, которое соответствует максимальному сжатию импульса, полученного на выходе нелинейной среды. Оно было найдено в ходе численного эксперимента. Из численного расчета видно, что коэффициент сжатия импульса длительностью $2\tau_0 = 80$ фс равен $S \approx 1{,}7$, т. е. длительность сжатого импульса ≈ 47 фс. Такой же коэффициент сжатия импульса можно получить и при некотором наборе больших h, но при этом уменьшается степень перекрытия интерферирующих импульсов и увеличивается вклад высших порядков в разложении фазочастотной характеристики по частоте. При меньших же h условия максимального сжатия не выполняются.

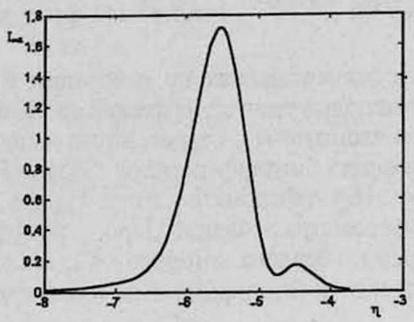


Рис.2. Нормированная огибающая сжатого импульса I_{out} на выходе интерферометра при угле падения 30^0 и толщине интерферометра $h = 3{,}82$ мкм.

Таким образом, в данной статье в результате численного эксперимента показана возможность компрессии импульса длительностью 80 фс с помощью компрессора, состоящего из отрезка нелинейной дисперсной среды и интерферометра Жира-Турнуа до длительности 47 фс. При этом в качестве нелинейной среды можно использовать одномодовое волокно.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.А.Акопян, Д.Л.Оганесян**. Оптика и спектроскопия (в печати).
2. **А.А.Акопян, Д.Л.Оганесян**. Квантовая электроника, **24**, 622 (1997).
3. **Э.М.Беленов, А.В.Назаркин**. Письма в ЖЭТФ. **51**, 252 (1990).
4. **А.И.Маймистов**. Оптика и спектроскопия, **76**, 636 (1994).
5. **С.А.Козлов, С.В.Сазонов**. ЖЭТФ, **111**, 404 (1997).
6. **J.Kuhl, J.Heppner**. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22**, 182 (1986).
7. **P.M.French, G.F.Chen, W.Sibbett**. Opt. Commun., **57**, 263 (1986).
8. **K.D.Li, W.H.Knox, N.M.Pearson**. Opt. Lett., **14**, 450 (1989).
9. **С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин**. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
10. **Г.В.Розенберг**. Оптика тонкослойных покрытий. М., ГИФМЛ, 1958.

COMPRESSION OF A FEMTOSECOND LASER PULSE BY MEANS OF THE GIRES-TOURNOIS INTERFEROMETER

A. A. AKOPYAN, D. L. OGANESYAN

In this paper the possibility of the 80 fs duration pulse compression as a result of the numerical experiment up to 47 fs duration by means of the compressor consisted of a section of the nonlinear dispersive medium and the Gires-Tournois interferometer is shown.

Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.225-230 (1998)

УДК 621.373.826

СПЕКТРАЛЬНАЯ КОМПРЕССИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПРОЦЕССЕ ФАЗОВОЙ КРОСС-МОДУЛЯЦИИ

А. В. ЗОГРАБЯН, В. Ж. НИНОЯН, А. А. КУТУЗЯН, Л. Х. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 ноября 1997г.)

Предложен и апробирован усовершенствованный спектральный компрессор, основанный на процессе фазовой кросс-модуляции. Для импульсов пикосекундного YAG:Nd лазера в предложенном устройстве реализован нелинейно-оптический процесс Фурье-преобразования, в результате которого временная огибающая интенсивности входного излучения воспроизводится спектральным распределением выхода.

Переход в фемтосекундный временной диапазон стимулирует интенсивные исследования по фазовой само- и кросс-модуляции излучения (ФСМ/ФКМ), направленные на решение задач управления и регистрации параметров сверхкороткого излучения [1-5]. Техника спектральной компрессии, основанная на процессах ФСМ/ФКМ предварительно фазомодулированных (чирпированных) импульсов, имеет определенные перспективы в этом аспекте [6-11]. Предложенный в [6-9] спектральный компрессор (СК) состоит из дисперсионной линии задержки (ДЛЗ) и одномодового волоконного световода (ОВС): в ДЛЗ импульсы удлиняются, получая отрицательный линейный чирп, а в ОВС их ФСМ приводит к гашению чирпа и сжатию спектра.

В данной работе представлены теоретические и экспериментальные исследования усовершенствованного ФКМ-СК, в котором гашение наведенного в ДЛЗ чирпа осуществляется в процессе ФКМ в ОВС. В отличие от обычного ФСМ-СК [6-9], в новой системе гашение чирпа, наведенного в ДЛЗ, достигается с помощью опорной волны, параметры которой независимы от параметров исследуемого излучения. Это обстоятельство является принципиальным для реализации нелинейно-оптического процесса Фурье-преобразования для произвольных СКИ.

Нелинейно-оптический процесс Фурье-преобразования

Рассмотрим последовательное прохождение сверхкороткого импульса (СКИ) через дисперсионную и нелинейную (керровского типа) среды с длинами d и f соответственно. Во втором приближении теории дисперсии [1] для медленно меняющейся комплексной амплитуды СКИ, прошедшего через ДЛЗ, имеем

$$A(t,d,0)=(-i\alpha)^{1/2}\exp(i\Phi_A)(2\pi)^{-1/2}\int_{-\infty}^{\infty}A(t_1,0,0)\exp(i\alpha t_1^2/2)\exp(-i\alpha t t_1)dt_1\,, \qquad (1)$$

где t — бегущее время, $\Phi_A \equiv \alpha t^2/2 = t^2(2k_2 d)^{-1}$ — наведенная в ДЛЗ параболическая фаза, $\alpha \equiv d\omega/dt = (k_2 d)^{-1}$ — чирп-фактор, k — волновое число, ω - частота излучения, $k_2 \equiv d^2k/d\omega^2$.

Взаимодействие в керровской среде приводит к добавочной фазовой модуляции излучения:

$$A(t,d,f)=A(t_1,d,0)\exp(i\Phi_{\text{нл}}), \qquad (2)$$

где $\Phi_{\text{нл}} \equiv -k_0 n_2 fI(t,d,0)$ — фаза, наведенная в нелинейной среде, n_2 — нелинейный керровский коэффицент, $I(t) \equiv |A(t)|^2$ — интенсивность излучения. Для комплексной временной огибающей СКИ на выходе системы имеем

$$\begin{aligned}A(t,d,f)&=(-i\alpha)^{1/2}\exp(i\Phi)(2\pi)^{-1/2}\int_{-\infty}^{\infty}A(t_1,0,0)\exp(i\alpha t_1^2/2)\exp(-i\alpha t t_1)dt_1 = \\ &=(-i\alpha)^{1/2}\exp(i\Phi)\mathcal{F}_{\omega}[A(t_1,0,0)\exp(i\alpha t_1^2/2)],\end{aligned} \qquad (3)$$

где $\Phi(t) \equiv \Phi_A(t)+\Phi_{\text{нл}}(t)$ — наведенная в СК фаза волны, $\mathcal{F}$ — оператор Фурье-преобразования:

$$\mathcal{F}|A(t)| \equiv (2\pi)^{-1/2}\int_{-\infty}^{\infty}A(t)\exp(i\omega t)dt\,. \qquad (4)$$

При условии $|\Phi(t)| \ll 1$ в центральной энергонесущей части импульса $|t| \le \tau$ (τ — длительность импульса), для Фурье-образа $F(\omega)=\mathcal{F}[A(t)]$ в $\omega = \alpha t$ имеем

$$F(\omega,d,f)=(-i\alpha)^{1/2}A(t_1,0,0)\exp(i\alpha t_1^2/2)\,. \qquad (5)$$

В дальней зоне ДЛЗ, когда $d\to\infty$, $\tau\to\infty$ и $\alpha\to(\tau\tau_0)^{-1}$, имеем

$$A(t,d,f)=(-i\alpha)^{1/2}F(\omega,0,0)|_{\omega=\alpha t}\,, \qquad (6)$$

$$F(\omega,d,f)=(-i\alpha)^{1/2}A(t,0,0)|_{t=-\omega/\alpha}\,. \qquad (7)$$

Рассмотрим ФКМ-СК. Пусть амплитуда опорных СКИ намного больше амплитуды сигнальных СКИ: $|B(t)|^2 \gg |A(t)|^2$. Тогда для фазы сигнальной волны, наведенной опорной волной, имеем $\Phi_{\text{нл}} = -k_0 n_2 f|B(t)|^2$. Предположим, что опорный импульс имеет гауссовскую форму и смещен по отношению к сигнальному на T. Тогда в области $|t| \le \tau_B$, где τ_B – длительность опорного СКИ, имеем

$$|B(t)|^2 \equiv I_0\exp[-(t+T)^2/\tau_B^2] \approx I_0[1-(t+T)^2/\tau_B^2],$$

и для фазы на выходе:

$$\Phi(t)=\alpha t^2/2+k_0 n_2 fI_0 t^2/\tau_B^2+2k_0 n_2 fI_0 tT/\tau_B^2-\Phi^0_{\text{нл}}, \qquad (8)$$

где $\Phi^0_{\text{нл}}$=const. В этом случае условие гашения чирпа приобретает следующий вид:

$$d^2\Phi(t)/dt^2 = \alpha/2+k_0 n_0 fI_0/\tau_B^2] = 0.$$

Для Фурье-образа выходного излучения имеем

$$F(\omega+\Delta\omega,d,f)=(-i\alpha)^{1/2}A(t,0,0)\exp(i\alpha t^2/2), \tag{9}$$

где $\Delta\omega=2k_0n_2fI_0tT/\tau_B^2$. В дальней зоне ДЛЗ $\alpha=(\tau\tau_0)^{-1}$ и $\Delta\omega=T/(\tau\tau_0)$.

Таким образом, как следует из (9), ФКМ-СК является нелинейно-оптическим Фурье-преобразователем, который сводит задачу сверхтонких временных измерений к традиционной спектрометрии. Кроме того, сдвиг исследуемого излучения из-за временной задержки между взаимодействующими импульсами (9) может применяться в задачах резонансной спектроскопии для тонкой частотной перестройки излучения.

Измерение временного профиля пикосекундного СКИ

Экспериментальные исследования проводились на установке, состоящей из источника СКИ, ФКМ-СК и системы регистрации (рис.1). В качестве источника СКИ использовался пикосекундный YAG:Nd лазер 1 со следующими параметрами излучения: длительность СКИ Δt = 33 пс, длина волны λ_0 = 1064 нм, энергия в импульсе W = 1,5 мДж, частота повторения – 50 Гц. В качестве сигнальных СКИ использовалась вторая гармоника лазера. Длительность сигнальных СКИ составляла Δt = 23 пс,

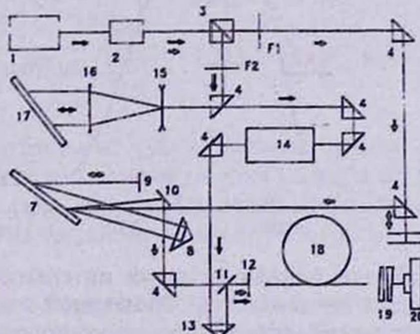


Рис.1. Схема экспериментальной установки для апробации ФКМ спектрального компрессора: 1 – задающий генератор; 2 – нелинейный кристалл KDP; 3 – призма Глана; 4 – призмы; 5, 6, – зеркала формирователя сигнальных СКИ; 7 – дифракционная решетка с периодом d^{-1} = 1200 мм$^{-1}$; 8, 13 – возвращающие призмы; 9 – возвращающее зеркало; 10 – зеркало; 11 – селективное зеркало; 12 – микрообъектив; 14 - оптический усилитель; 15 и 16 – цилиндрические линзы телескопической системы; 17 – дифракционная решетка с периодом d^{-1} = 600 мм$^{-1}$; 18 – ОВС; 19 – интерферометр Фабри-Перо; 20 – фотоаппарат; $F1$, $F2$ – оптические фильтры.

спектральная ширина $\Delta\lambda$ = 0,2 Å. Для достоверного эксперимента по выявлению эффекта воспроизведения исследования проводились с сигнальными СКИ с заданным временным профилем. Для этого с помощью параллельно расположенных зеркал 5 и 6 формировались двухпиковые сигнальные СКИ. Перестройка временного расстояния между пиками осуществлялась изменением расстояния между зеркалами. Спектральные измерения проводились интерферометром Фабри-Перо 19, временные – двухлучевым коррелятором.

ФКМ спектральный компрессор состоит из ДЛЗ 7, 8, 9 для сигнальных СКИ, одномодового на длине волны λ = 1064 нм кварцевого световода 18 и системы формирования опорных СКИ 15, 16, 17. ДЛЗ сконструирован на базе четырехпроходного компрессора Трейси [12] с дифракционной решеткой 7 с d^{-1} = 1200 мм$^{-1}$, возвращающей призмой 8 и возвращающим зеркалом 9. Для формирования опорных СКИ использовались уширитель пучка (линзы 15 и 16) и дифракционная решетка 17 с d^{-1} = 600 мм$^{-1}$. В такой системе, в автоколлимационном режиме дифракционной решетки длительность опорных СКИ увеличивается до значения $\Delta t \cong 100$ пс, за счет наклонения амплитудного фронта излучения. На рис.2 представлена кросс-корреляционная функция интенсивности формированных опорных СКИ, полученная в процессе неколлинеарной генерации второй гармоники в нелинейном кристалле KDP двухлучевого коррелятора. После усиления опорных СКИ в однопроходном усилителе 14 и их наложения с импульсами сигнального излучения с помощью селективного зеркала 11, опорные и сигнальные СКИ вводились в ОВС 18 с помощью 10^X микрообъектива 12. Длина ОВС выбрана с учетом разности групповых скоростей двух волн в нелинейной среде и составляет 4 м.

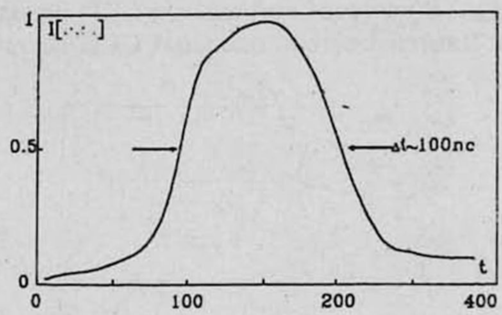


Рис.2. Кросс-корреляционная функция интенсивности опорных СКИ, полученная в процессе неколлинеарной генерации второй гармоники: “опорным” импульсом кросс-коррелятора служит СКИ лазера длительностью Δt = 33 пс.

Спектральные измерения сигнального излучения проводились на выходе из системы. На рис.3 представлены выходные спектральные распределения сигнальных СКИ после их взаимодействия (б, в, г, а – пунктир), а также без взаимодействия (а – сплошная кривая) с сильной опорной волной. Рисунки (б, в, г, а – пунктир) соответствуют временным интервалам между пиками сигнальных СКИ, равным T = 42, 37, 70 и 0 пс. На рис.2 (б, в, г, а – пунктир) переход со спектральной шкалы к временной производится, согласно уравнению (7), соотношением $\Delta\lambda/\Delta t = 2{,}175\cdot10^{-3}$ Å/пс.

В случае ΔT = 42 пс точность воспроизведения временной формы начальных сигнальных СКИ составляет σ = 3% (1,2 пс), в предположении о гауссовской форме исходных СКИ. В случае ΔT = 37 пс точность воспроизведения составляет σ = 15%, что объясняется отклонением интенсивности опорных СКИ от их оптимального значения. В случае ΔT = 70 пс наблюдается существенное искажение выходного спектра СКИ. Это связано с выходом из поля действия опорной волны части формированного СКИ из-за разницы групповых скоростей между опорной и сигнальной волнами. Рис.3 (а–пунктир) представлен для комментария рисунков (б, в, г) и представляет спектральное смещение одиночного сигнального СКИ на значение $\Delta\lambda = 0{,}14$ Å из-за временной задержки между опорным и сигнальным СКИ.

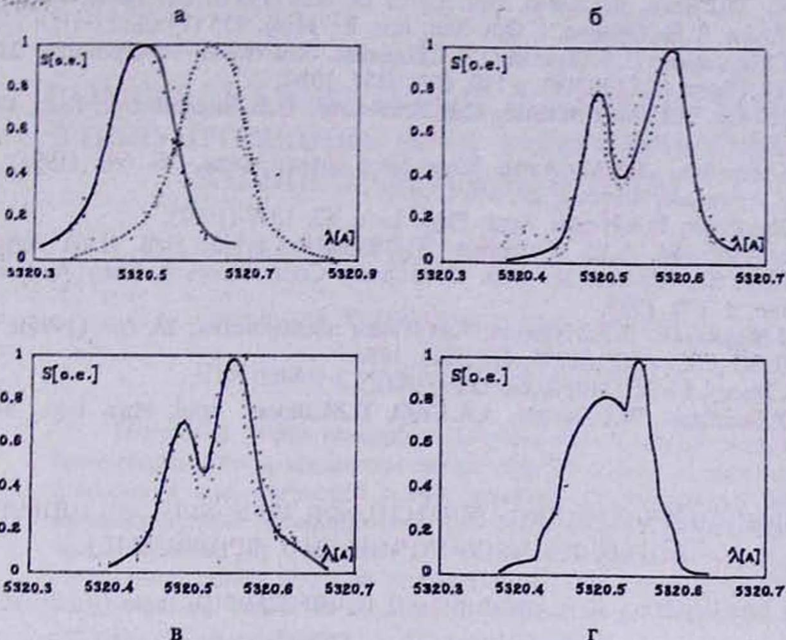


Рис.3. Выходные спектральные распределения двухпиковых сигнальных СКИ после взаимодействия с сильной опорной волной (б, в, г, а — пунктир) и без взаимодействия (а — сплошная кривая). Временной интервал между пиками сигнальных СКИ составляет $T = 42$; 37; 70 и 0 пс соответственно.

Таким образом, выявлен специальный режим спектральной компрессии, когда выходное спектральное распределение повторяет временную форму огибающей входного излучения, создавая тем самым возможность для временных измерений высокого разрешения. Временная задержка между взаимодействующими в ОВС СКИ приводит к частотному смещению сигнальных СКИ, позволяя осуществить его тонкую частотную перестройку.

Следует отметить, что аналогичные исследования проводились авторами [13]. В отличие от [13], где гашение чирпа, наведенного в ДЛЗ, осуществляется в электрооптическом модуляторе и, следовательно, разрешающая способность определяется достижениями электрооптики (~1 пс), в нашем случае метод практически не имеет ограничений по времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.A.Akhmanov, V.A.Vysloukh, A.S.Chirkin.** Optics of Femtosecond Laser Pulses. N.Y., 1992.
2. **M.Vampouille, J.Marty, C.Froehly.** IEEE J. Quant. Electron., **22**, 192 (1986). **M.Vampouille, A.Barthelemy, B.Colombeau, C.Froehly.** J. Optics (Paris), **15**, 385 (1984).
3. **Q.Z.Wang, Q.D.Lui, D.Lui, P.P.Ho, R.R.Alfano.** J. Opt. Soc. Am. B, **11**, 1084 1994; **Q.Z.Wang, Q.D.Lui, P.P.Ho, E.K.Walge, R.R.Alfano**, Opt. Lett, **19**, 1636 (1994).

4. **G.R.Boyer, M.A.Franco, M.Lachgar, et al.** J. Opt. Soc. Am. B, **11**, 1451 (1994); **P.S.Spencer, K.A.Score.** J. Opt. Soc. Am. B, **12**, 67 (1995).
5. **E.T.J.Niberring, M.A.Franco, B.S.Prade, et al.** J. Opt. Soc. Am. B., **13**(2), 317 (1996); **D.J.Kane, R.Trebino.** Opt. Lett., **18**, 823 (1993); **D.J.Kane, G.Rodriguez, A.J.Taylor, T.Sh.Clement.** J. Opt. Soc. Am. B., **14**(4), 935 (1997).
6. **Н.Л.Маркарян, Л.Х.Мурадян, Т.А.Папазян.** Квантовая электроника, **21**, 783 (1991); Digest of CLEO'90, p.120, CTUH32, 1990.
7. **S.A.Planas, N.L.Pires Mansur, C.H.Brito-Cruz, H.L.Fragnito.** Opt. Lett., **18**, 699 (1993).
8. **А.В.Зограбян, Л.Х.Мурадян.** Квантовая электроника, **25**, 695 (1995); Изв. НАН Армении, Физика, **29**, 246 (1994).
9. **M.Oberthaler, R.A.Hopfel.** Appl. Phys. Lett., **63**, 1017 (1993).
10. **N.L.Margarian, L.Kh.Mouradian, T.A.Papazian, et al.** Изв. НАН Армении, Физика, **27**, 128 (1992); Proc. II Internat. Conf. Lasers & Their Applications, Tehran, p. 170, 1993.
11. **Н.Л.Маркарян, Л.Х.Мурадян.** Квантовая электроника, **25**, 668 (1995); Digest of CLEO-Europe/EQEC'96, CTuK45, 1996.
12. **E.B.Treacy.** Phys. Lett., A **28**, 112 (1968).
13. **M.F.Kauffman, W.C.Banyai, A.A.Godil, D.M.Bloom.** Appl. Phys. Lett., **64**, 270 (1994).

ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՍԵՂՄՈՒՄԸ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԿՐՈՍ-ՄՈԴՈՒԼՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

Ա. Վ. ԶՈՀՐԱԲՅԱՆ, Վ. Ժ. ՆԻՆՈՅԱՆ, Ա. Ա. ԿՈՒՏՈՒԶՅԱՆ, Լ. Խ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Առաջարկված և փորձարկված է կատարելագործված սպեկտրալ սեղմիչ՝ հիմնված փուլային կրոս-մոդուլման պրոցեսի վրա: Առաջարկված սարքավորման մեջ պիկովայրկյանային YAG:Nd լազերի իմպուլսների համար իրականացված է ոչ գծային օպտիկական Ֆուրյե-ձևափոխություն, որի արդյունքում մուտքային ճառագայթման ինտենսիվության ժամանակային պարուրիչը վերարտադրվում է ելքային ճառագայթման սպեկտրալ բաշխմամբ:

SPECTRAL COMPRESSION OF PICOSECOND PULSES BY MEANS OF CROSS-PHASE MODULATION

A. V. ZOHRABYAN, V. J. NINOYAN, A. A. KUTUZYAN, L. Kh. MOURADIAN

A modified spectral compressor on the base of cross-phase modulation is developed and probated. The nonlinear-optic process of Fourier transformation is realized for the picosecond pulses of YAG:Nd laser. It is shown that the temporal shape of input radiation is reproduced by the spectral distribution of the output.

Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.231-240 (1998)

УДК 621.315.592

РАЗМЕРНОЕ КВАНТОВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОКРИСТАЛЛАХ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

А. С. ГАСПАРЯН, Э. М. КАЗАРЯН, К. А. МХОЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 ноября 1997г.)

Построена теория размерного квантования носителей заряда в малом полупроводниковом вытянутом эллипсоиде вращения. Получены волновые функции и энергетический спектр частицы, находящейся в бесконечной эллипсоидальной потенциальной яме. Исследована зависимость энергетических уровней от величин полуосей эллипсоида. Показано, что при стремлении длины большой полуоси вытянутого эллипсоида вращения в бесконечность, задача не сводится к рассмотрению связанных состояний носителя заряда в бесконечном круговом цилиндре.

Введение

Исследование размерных эффектов в полупроводниковых структурах с пониженной мерностью продолжает оставаться одним из приоритетных направлений физики твердого тела [1-4]. Особый интерес вызывает локализация носителей заряда в квазинульмерных структурах, представляющих собой полупроводниковые микрокристаллы (ПМ) различных форм с линейными размерами $d \sim 10 \div 10^3$Å, диспергированные в диэлектрических средах [5-11]. Такие размеры ПМ сравнимы с длинами дебройлевских волн квазичастиц в полупроводниках. В этих условиях влияние границы ПМ может вызвать размерное квантование энергического спектра его квазичастиц, связанное как с чисто пространственным ограничением области квантования, так и с поляризационным взаимодействием носителей заряда с поверхностью ПМ.

К настоящему времени теоретически хорошо исследованы физические свойства только сферических ПМ [12-15], поэтому является естественной попытка изучения микрокристаллов эллипсоидальной формы. С другой стороны, при рассмотрении шарообразных ПМ во внешних полях возникают принципиальные трудности, связанные с наложением аксиальной симметрии внешнего (магнитного или электрического) поля на сферическую симметрию микрокристалла, что также указывает на целесообразность рассмотрения квазинульмерных объектов, наделенных аксиальной симметрией, в частности, имеющих форму эллипсоида вращения [16].

Как известно, важной особенностью физических систем, в которых движение носителей заряда пространственно ограничено, является возможность управления энергетическим спектром квазичастиц при помощи изменения геометрических параметров системы. С этой точки зрения эллипсоидальная форма выгоднее сферической вследствие наличия двух геометрических параметров (имеются в виду полуоси эллипсоида вращения), что позволяет осуществлять более гибкое управление.

Отметим также, что задача нахождения энергетических уровней и соответствующих им волновых функций частицы, локализованной в потенциальной яме и имеющей форму эллипсоида вращения, решена для частных случаев: эллипсоид, мало отличающийся от сферы; сильно вытянутый (сплюснутый) эллипсоид вращения [17]. По этой причине рассмотрение общего случая представляет и чисто квантово-механический интерес. В этой связи в настоящей работе построена теория размерного квантования носителей заряда в ПМ, имеющем форму вытянутого эллипсоида вращения, в предположении отсутствия скачка диэлектрической проницаемости на поверхности ПМ.

Расчеты

Рассмотрим движение электрона в непрницаемом вытянутом эллипсоиде вращения. Тогда потенциальная энергия частицы будет иметь вид

$$U(x,y,z)=\begin{cases}0 & \text{при} \quad \dfrac{x^2+y^2}{b^2}+\dfrac{z^2}{c^2}<1,\\ \infty & \text{при} \quad \dfrac{x^2+y^2}{b^2}+\dfrac{z^2}{c^2}>1, \qquad \text{где} \quad b\le c.\end{cases} \tag{1}$$

Найдем энергетические уровни и соответствующие им волновые функции электрона, находящегося в таком эллипсоиде. Гамильтониан носителя заряда в координатах вытянутого эллипсоида вращения будет иметь вид

$$\begin{aligned}\hat{H}=-\frac{\hbar}{2M}\cdot\frac{1}{\sigma^2-a^2\tau^2}\Bigg\{&\left[\frac{\partial}{\partial\sigma}(\sigma^2-a^2)\frac{\partial}{\partial\sigma}\right]+\\ &+\frac{\partial}{\partial\tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial}{\partial\tau}\right]+\frac{\sigma^2-a^2\tau^2}{(\sigma^2-a^2)(1-\tau^2)}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\Bigg\},\end{aligned} \tag{2}$$

где $a=\sqrt{c^2-b^2}$, M — эффективная масса электрона.

Область внутри эллипсоида определяется условиями

$$\left.\begin{array}{c} a\le\sigma\le c\\ -1\le\tau\le1\\ 0\le\varphi\le2\pi\end{array}\right\}. \tag{3}$$

Волновую функцию задачи будем искать в виде

$$\Psi(\sigma,\tau,\varphi)\sim f_1(\sigma)f_2(\tau)e^{im\varphi}, \tag{4}$$

где m — магнитное квантовое число.

Тогда, применяя метод разделения переменных к уравнению Шредингера, получим:

$$-\frac{\partial}{\partial\tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial f_2(\tau)}{\partial\tau}\right]+\left\{\frac{m^2}{(1-\tau^2)}+k^2a^2\tau^2\right\}f_2(\tau)=\mu f_2(\tau), \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial\sigma}\left[(\sigma^2-a^2)\frac{\partial f_1(\sigma)}{\partial\sigma}\right]+\left\{\frac{m^2a^2}{\sigma^2-a^2}+k^2\sigma^2\right\}f_1(\sigma)=\mu f_1(\sigma), \tag{6}$$

где μ – параметр разделения, k – волновое число электрона, определяющее энергию

$$E=\frac{\hbar^2k^2}{2M}. \tag{7}$$

Рассмотрим уравнение (5). Считая энергию (k) заданным параметром, будем рассматривать μ как собственное значение оператора

$$H_\tau=-\frac{\partial}{\partial\tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial}{\partial\tau}\right]+\frac{m^2}{1-\tau^2}+k^2a^2\tau^2. \tag{8}$$

Прибавим и вычтем из (8) оператор

$$\delta\hat{U}_\tau=\frac{k^2\sigma^2\tau^4+\beta k^2a^2\tau^2}{1-\tau^2}, \tag{9}$$

где β – введенная безразмерная константа, значение которой определится из дальнейшего. Величину $-\delta\hat{U}_\tau$ будем рассматривать как возмущение к оператору

$$\hat{H}_\tau^{(0)}=\hat{H}_\tau\delta\hat{U}_\tau, \tag{10}$$

собственное значение которого обозначим через μ_0. Тогда для невозмущенного оператора (10) имеем

$$\frac{\partial^2 f_2(\tau)}{\partial\tau^2}-\frac{2\tau}{1-\tau^2}\frac{\partial f_2(\tau)}{\partial\tau}-\frac{(k^2a^2+\beta k^2a^2+\mu_0)\tau^2+m^2-\mu_0}{(1-\tau^2)^2}f_2(\tau)=0. \tag{11}$$

Сделав подстановку

$$f_2(\tau)=(1-\tau^2)^{1/2((1+\beta)k^2a^2+m^2)^{1/2}}g(\tau), \tag{12}$$

из уравнения (11) для функции $g(\tau)$ получим:

$$\begin{gathered}(1-\tau^2)\frac{\partial^2 g(\tau)}{\partial\tau^2}-2\tau(\sqrt{(1+\beta)k^2a^2+m^2}+1)\frac{\partial g(\tau)}{\partial\tau}+\\+(\mu_0-m^2-\sqrt{(1+\beta)k^2a^2+m^2})g(\tau)=0.\end{gathered} \tag{13}$$

С учетом условия (3), нетривиальное решение уравнения (13) существует только при [18]

$$\mu_0\equiv\mu^{(0)}_{n_2,|m|}=\alpha+m^2+n_2(n_2+2\alpha+1), \tag{14}$$

где $\alpha=\sqrt{(1+\beta)k^2a^2+m^2}$, $n_2=0,1,\cdots$ – эллиптическое квантовое число. Тогда

$$g(\tau)=\frac{(-1)^{n_2}}{n_2!2^{n_2}}\cdot\frac{\Gamma(n_2+2\alpha+1)\cdot\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(2\alpha+1)\cdot\Gamma(n_2+\alpha+1)}(1-\tau^2)^{-\alpha}\cdot\frac{d^{n_2}}{d\tau^{n_2}}\left[(1-\tau^2)^{n_2+\alpha}\right], \tag{15}$$

где Γ(x) — гамма-функция. Выражение (15) представляет собой полиномы Гегенбауэра $C_{n_2}^{\alpha+1/2}(\tau)$. С учетом (12) и (15) для функции $f_2(\tau)$ найдем:

$$f_2^{(n_2,m)}(\tau) = A_{n_2,m}(1-\tau^2)^{\alpha/2} C_{n_2}^{\alpha+1/2}(\tau), \tag{16}$$

где константа $A_{n_2,m}$, определяемая из условия

$$\int_{-1}^{1} \left[f_2^{(n_2,m)}(\tau) \right]^2 d\tau = 1, \tag{17}$$

имеет вид

$$A_{n_2,m} = \left[\frac{\pi 2^{-2\alpha} \Gamma(2\alpha + n_2 + 1)}{n_2!(n_2 + \alpha + 1/2)\Gamma^2(\alpha + 1/2)} \right]^{-1/2}. \tag{18}$$

Докажем применимость теории возмущений к оператору $-\delta\hat{U}_\tau$. Для этого достаточно выполнения условия

$$F(\alpha,\beta) \equiv \left| \frac{V_{n_2,n_2+p}}{\mu^{(0)}_{n_2+p,|m|} - \mu^{(0)}_{n_2,|m|}} \right| \ll 1, \tag{19}$$

где

$$V_{n_2,n_2+p} = -\int_{-1}^{1} f_2^{(n_2+p,m)}(\tau) \delta\hat{U}_\tau f_2^{(n_2,m)}(\tau) d\tau, \tag{20}$$

p — целое число. Из четности полиномов Гегенбауэра следуют правила отбора $p = 2q$, где $q = \pm1, \pm2, \ldots$ Очевидно, что достаточно показать выполнение условия (19) для $p = 2$. Тогда, выполнив интегрирование, из (20) получим

$$V_{n_2+2,n_2} = (n_2+1)^{1/2} \cdot (n_2+2)^{1/2} \left\{ \frac{\alpha^2 - m^2}{\alpha} \cdot \left[\frac{(n_2+\alpha+1/2)(n_2+\alpha+5/2)}{(n_2+2\alpha+2)(n_2+2\alpha+1)} \right]^{1/2} - \right.$$
$$\left. - \left[\frac{(n_2+\alpha+1/2)(n_2+\alpha+5/2)}{(n_2+2\alpha+2)(n_2+2\alpha+1)} \right]^{-1/2} \right\}. \tag{21}$$

Для разности собственных значений невозмущенного оператора имеем

$$\mu^{(0)}_{n_2+2,|m|} - \mu^{(0)}_{n_2,|m|} = 4n_2 + 4\alpha + 6. \tag{22}$$

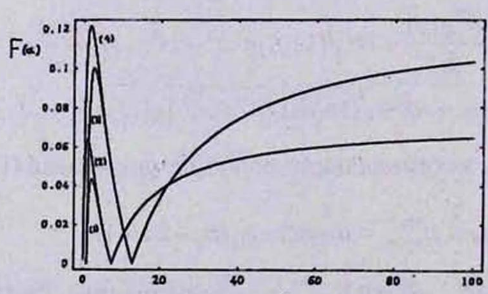


Рис.1. График функции F(α) для значений квантовых чисел $n_2 = 0$, $|m| = 1$ (кривая (1)), $n_2 = 0$, $|m| = 0$ (кривая (2)), $n_2 = 1$, $|m| = 1$ (кривая (3)), $n_2 = 1$, $|m| = 0$ (кривая (4)).

Подставив (21) и (22) в (19) и проведя расчеты с использованием численных методов, из условия минимальности функции $F(\alpha,\beta)$ определим значение параметра $\beta = -0{,}29$. На рис.1 представлен график функции $F(\alpha)$, который показывает выполнение условия (19) для значений квантовых чисел $n_2 = 0{,}1$; $|m| = 0{,}1$.

В первом порядке теории возмущений поправка к собственным значениям $\mu^{(0)}_{n_2,|m|}$, определяемая стандартным методом, будет иметь вид

$$\mu^{(0)}_{n_2,|m|} = \frac{\alpha^2 - m^2}{\alpha}(n_2 + 1/2) + \frac{\alpha^2 - m^2}{0{,}71} \cdot \frac{2n_2^2 + (4\alpha + 2)n_2 + 2\alpha - 1}{(2n_2 + 2\alpha + 3)(2n_2 + 2\alpha - 1)}. \tag{23}$$

Окончательно, для собственных значений оператора (8) в первом порядке теории возмущений получим:

$$\begin{aligned} \mu \equiv \mu^{(0)}_{n_2,|m|} &= \alpha + m^2 + n_2(n_2 + 2\alpha + 1) - \frac{\alpha^2 - m^2}{\alpha}(n_2 + 1/2) + \\ &+ \frac{\alpha^2 - m^2}{0{,}71} \cdot \frac{2n_2^2 + (4\alpha + 2)n_2 + 2\alpha - 1}{(2n_2 + 2\alpha + 3)(2n_2 + 2\alpha - 1)}, \end{aligned} \tag{24}$$

а соответствующие им волновые функции задаются выражением (16).

Перейдем к решению уравнения (6). Перепишем его в виде

$$-\frac{\sigma^2 - a^2}{\sigma^2} \cdot \frac{\partial^2 f_1(\sigma)}{\partial \sigma^2} - \frac{2\sigma}{\sigma^2} \cdot \frac{\partial f_1(\sigma)}{\partial \sigma} + \left\{ \frac{m^2 a^2}{\sigma^2(\sigma^2 - a^2)} + \frac{\mu}{\sigma^2} \right\} f_1(\sigma) = k^2 f_1(\sigma) \tag{25}$$

и будем рассматривать k^2 как собственное значение оператора

$$\hat{H}_\sigma = -\frac{\sigma^2 - a^2}{\sigma^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \sigma^2} - \frac{2\sigma}{\sigma^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \sigma} + \frac{m^2 a^2}{\sigma^2(\sigma^2 - a^2)} + \frac{\mu}{\sigma^2}, \tag{26}$$

считая μ заданным параметром.

К выражению (26) прибавим и вычтем оператор

$$\delta U_\sigma = \frac{\gamma a^2}{\sigma^4} + \frac{\gamma_1 \sigma^2 + \gamma_2 a^2}{\sigma^2(\sigma^2 - a^2)}, \tag{27}$$

где безразмерные параметры определятся из дальнейшего. Величину $-\delta U_\sigma$ будем считать возмущением к оператору

$$\hat{H}^{(0)}_\sigma = \hat{H}_\sigma + \delta\hat{U}_\sigma, \tag{28}$$

собственное значение которого обозначим через k_0^2. Тогда для невозмущенного оператора (28) имеем уравнение

$$\begin{aligned} &-\frac{\sigma^2 - a^2}{\sigma^2} \cdot \frac{\partial^2 f_1(\sigma)}{\partial \sigma^2} - \frac{2\sigma}{\sigma^2} \cdot \frac{\partial f_1(\sigma)}{\partial \sigma} + \\ &+ \left\{ \frac{m^2 a^2}{\sigma^2(\sigma^2 - a^2)} + \frac{\mu}{\sigma^2} + \frac{\gamma a^2}{\sigma^4} + \frac{\gamma_1 \sigma^2 + \gamma_2 a^2}{\sigma^2(\sigma^2 - a^2)} \right\} f_1(\sigma) = k_0^2 f_1(\sigma). \end{aligned} \tag{29}$$

Сделав замену переменной $\sigma = \sqrt{\eta}$ и подстановку

$$f_1(\eta) = \eta^{-1/4} W(\eta), \tag{30}$$

для функции $W(\eta)$ получим:

$$\frac{\partial^2 W(\eta)}{\partial\eta^2}+\frac{1}{\eta-a^2}\cdot\frac{\partial W(\eta)}{\partial\eta}+$$
$$+\left\{\frac{k_0^2\eta^2-(k_0^2a^2+\mu+\gamma+\gamma_1+1)\eta+a^2(\mu+\gamma-\gamma_2-m^2+1)}{4\eta(\eta-a^2)^2}+\frac{\gamma+\frac{3}{4}}{4\eta^2}\right\}W(\eta)=0. \tag{31}$$

Выбором

$$\left.\begin{aligned}\gamma&=-\frac{3}{4}\\ \gamma_2&=\mu-m^2+\frac{1}{4}\end{aligned}\right\} \tag{32}$$

уравнение (31) сведется к уравнению Ломмеля [18]

$$\frac{\partial^2 W(t)}{\partial t^2}+\frac{1}{t}\cdot\frac{\partial W(t)}{\partial t}+\left\{\frac{k_0^2}{4t}-\frac{1/4(\mu+\gamma_1+1/4)}{t^2}\right\}W(t)=0 \tag{33}$$

с граничными условиями

$$W(0)=W(b^2)=0, \tag{34}$$

где $t=\eta-a^2$. С учетом (34), решение уравнения (33), как известно, имеет вид

$$W(t)=J_\nu(k_0t^{1/2}), \tag{35}$$

где

$$\nu=(\mu+\gamma_1+1/4)^{1/2}, \tag{36}$$

$J_\nu(x)$ – функция Бесселя первого рода порядка ν.

Возвращаясь к первоначальным обозначениям, для $f_1(\sigma)$ имеем:

$$f_1^{(n_1,m)}(\sigma)=B_{n_1,m}\sigma^{-1/2}J_\nu(k_0\sqrt{\sigma^2-a^2}). \tag{37}$$

Собственные значения k_0^2 определяются из условия равенства нулю волновых функций (37) на поверхности эллипсоида:

$$k_0^2\equiv(k_{n_1,|m|}^{(0)})^2=\frac{\chi_{n_1,|m|}^2}{b^2}, \tag{38}$$

где $\chi_{n_1,|m|}>0$ есть n_1-ый корень функции Бесселя $J_\nu(\chi_{n_1,|m|})=0$ (в порядке возрастания $\chi_{n_1,|m|}$).

Постоянная $B_{n,m}$, определяемая из условия

$$\int_a^c\left[f_1^{(n_1,m)}(\sigma)\right]^2\sigma^2d\sigma=1, \tag{39}$$

имеет вид

$$B_{n_1,m}=\frac{\sqrt{2}}{bJ_{\nu+1}(\chi_{n_1,|m|})}. \tag{40}$$

Покажем возможность рассмотрения оператора $-\delta U_\sigma$ в качестве возмущения. В данном случае аналог условия (19) запишется в виде

$$D(\mu,\gamma_1,\omega) \equiv \left| \frac{2(\chi^2_{n_1',|m|} - \chi^2_{n_1,|m|})^{-1}}{J_{\nu+1}(\chi_{n_1',|m|}) J_{\nu+1}(\chi_{n_1,|m|})} \cdot \int_0^1 J_\nu(\chi_{n_1',|m|}x) J_\nu(\chi_{n_1,|m|}x) \times \right.$$
$$\left. \times \left\{ \frac{\frac{3}{4}(\omega^2-1)x}{(x^2+\omega^2-1)^2} - \frac{\gamma_1(x^2+\omega^2-1)+(\omega^2-1)(\mu-m^2+\frac{1}{4})}{x(x^2+\omega^2-1)} \right\} dx \right| << 1, \tag{41}$$

где $\omega = c/b$. Отметим, что выполнение условия (41) достаточно показать для $n_1' = n_1 + 1$. Параметр γ_1 определяется, аналогично β, из условия минимума функции $D(\mu,\gamma_1,\omega)$:

$$\gamma_1 = -\mu\left(1 - \frac{0{,}7m^2}{1+\mu/2}\right) \cdot \left(1 - \omega^{-9-\frac{60}{1+\mu}}\right). \tag{42}$$

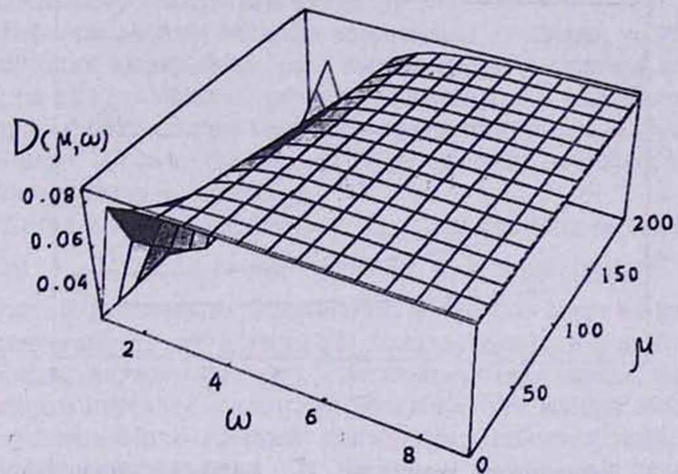


Рис.2. График функции $D(\mu,\omega)$ для значений квантовых чисел $n_1 = 1$, $m = 0$.

На рис.2 представлен график функции $D(\mu,\omega)$, из которого видно выполнение условия (41) для значений квантовых чисел $n_1 = 1$; $|m| = 0$.

В первом порядке теории возмущений для поправки к собственным значениям (38) имеем:

$$\left(k^{(1)}_{n_1,|m|}\right) = \frac{1}{b^2} \cdot \frac{2}{[J_{\nu+1}(\chi_{n_1',|m|})]^2} \int_0^1 J_\nu[(\chi_{n_1,|m|}x)\times]^2 \times$$
$$\times \left\{ \frac{\frac{3}{4}(\omega^2-1)x}{(x^2+\omega^2-1)^2} - \frac{\gamma_1(x^2+\omega^2-1)+(\omega^2-1)(\mu-m^2+\frac{1}{4})}{x(x^2+\omega^2-1)} \right\} dx. \tag{43}$$

Таким образом, для собственных значений оператора (26) в первом порядке теории возмущений найдем:

$$k^2 \equiv k^2_{n_1,|m|} = \frac{\chi^2_{n_1,|m|}}{b^2} + \left(k^{(1)}_{n_1,|m|}\right)^2, \tag{44}$$

а соответствующие волновые функции определяются выражением (37).

Окончательно, энергетические уровни электрона, находящегося в непроницаемом вытянутом эллипсоиде вращения, будут задаваться выражением

$$E_{n_1,n_2,|m|} = \frac{\hbar^2 \lambda^2_{n_1,n_2,|m|}(\omega)}{2Mb^2}, \tag{45}$$

где $\lambda^2_{n_1,n_2,|m|} = k^2 b^2$. Значения функции $\lambda^2_{n_1,n_2,|m|}(\omega)$ находятся из решения численными методами системы уравнений (24) и (44) относительно μ и k^2b^2. На рис.3 изображен график функции $\lambda^2_{n_1,n_2,|m|}(\omega)$ для первых трех энергетических состояний.

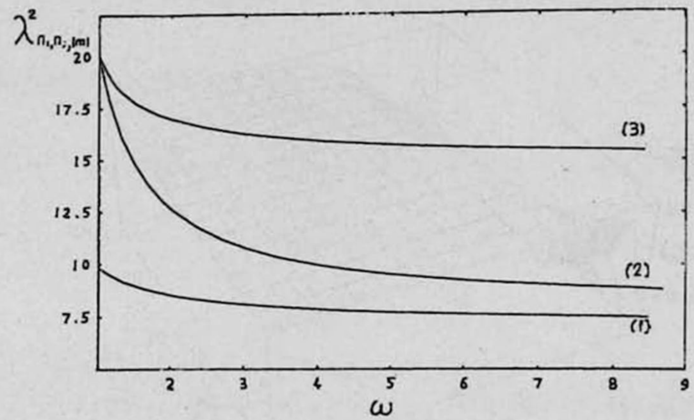


Рис.3. Зависимость величины $\lambda^2_{n_1,n_2,|m|}(\omega)$ от отношения длин полуосей эллипсоида $\omega = c/b$ для значений квантовых чисел $n_1 = 1$, $n_2 = 0$, $m = 0$ (кривая (1)), $n_1 = 1$, $n_2 = 1$, $m = 0$ (кривая (2)), $n_1 = 1$, $n_2 = 0$, $|m| = 1$ (кривая (3)).

Полная волновая функция задачи дается выражением

$$\psi_{n_1,n_2,m} = N_{n_1,n_2,m}(1-\tau^2)^{\alpha/2} C^{\alpha+1/2}_{n_2}(\tau) \cdot \sigma^{-1/2} \cdot J_\nu\left(\frac{\chi_{n_1,|m|}}{b}\sqrt{\sigma^2 - a^2}\right) e^{im\varphi}, \tag{46}$$

где

$$N_{n_1,n_2,m} = \left[\int\limits_a^c \int\limits_{-1}^1 \int\limits_0^{2\pi} \left\{(1-\tau^2)^{\alpha/2} C^{\alpha+1/2}_{n_2}(\tau) \cdot \sigma^{-1/2} \times \right.\right.$$
$$\left.\left. \times J_\nu\left(\frac{\chi_{n_1,|m|}}{b}\sqrt{\sigma^2 - a^2}\right)\right\}^2 (\sigma^2 - a^2\tau^2) d\varphi d\tau d\sigma\right]^{-1/2}. \tag{47}$$

Обсуждение результатов

Таким образом, в настоящей работе получены энергетические уровни и соответствующие им волновые функции электрона, находящегося в квантовой яме, имеющей форму вытянутого эллипсоида вращения. При каждом фиксированном значении ω зависимость найденных уровней от длины малой полуоси эллипсоида определяется аналогично случаю бесконечно глубокой сферической ямы радиуса b, но уже с новой константой $\lambda_{n_1,n_2,|m|}$.

На рис.3 представлена зависимость величины $\lambda_{n_1,n_2,|m|}$ от отношения длин полуосей эллипсоида для трех низших энергетических уровней. При $\omega = 1$, что соответствует вырождению эллипсоида в сферу, параметры $\lambda_{n_1,n_2,|m|}$ переходят, как и следовало ожидать, в соответствующие значения сферической задачи. При переходе к вытянутому эллипсоиду вращения ($\omega > 1$) снимается вырождение энергетического спектра по модулю магнитного квантового числа m.

В случае малого отличия эллипсоида от сферы, полученные ранее аналитические выражения (см., например, [19]) хорошо описывают ход кривых на рис.3 в области $\omega - 1 < 0{,}1$. Заметим, что с энергетической точки зрения эффект потери системой сферической симметрии подавляется увеличением объема, вследствие чего энергия электрона уменьшается при отклонении ω от единицы.

Когда $\omega \sim 10^2$, параметры $\lambda_{n_1,n_2,|m|}$ достигают своих минимальных значений $\lambda_{1,0,0} = 7{,}3; \lambda_{1,1,0} = 8{,}6; \lambda_{1,0,1} = 15{,}9$ и, с точностью до тысячных, не реагируют на дальнейшее увеличение ω. Отсюда следует, что при $\omega \to \infty$ энергетический спектр электрона, локализованного в вытянутом эллипсоиде вращения, не переходит в спектр носителя заряда, находящегося в бесконечном круговом цилиндре радиуса b. Это можно объяснить общими рассуждениями о группах симметрии. Действительно, если эллипсоидальный гамильтониан (2) при $a \to \infty$ $(\omega \to \infty)$ переходил бы в цилиндрический, тогда он обеспечил бы непрерывный переход между сферическим и цилиндрическим гамильтонианиами при изменении a от нуля до бесконечности. С другой стороны, как известно, непрерывный переход между операторами, наделенными группой симметрии O(3) и O(2), невозможен. В наличии такого зазора можно также убедиться непосредственным усреднением волновыми функциями цилиндрической задачи гамильтониана (2) при условии $c >> b$.

В заключение хотелось бы надеяться, что полученные результаты позволят вовлечь в круг теоретических исследований квазинульмерные полупроводниковые объекты, имеющие эллипсоидальную форму.

ЛИТЕРАТУРА

1. **K.Kash, B.P.Van der Gaag, et al**. Phys. Rev. Lett., **67**, 1326 (1991).
2. **A.I.Ekimov et al.** J. Opt. Soc. Am. B, **10**, 100 (1993).
3. **B.Gil, P.Bigenwald**. Solid State Commun., **94**, 883 (1995).
4. **E.M.Kazaryan, K.A.Mkhoyan, H.A.Sarkisyan**. Thin Solid Films, **302**, 54 (1997).
5. **A.I.Ekimov et al.** J. Luminesc., **46**, 83 (1990).
6. **S.K.Kirby, D.Z.-Y.Ting, T.C.McGill**. Phys. Rev. B, **50**, 10990 (1994).

7. **H.Drexler et al.** Phys. Rev. Lett., **73**, 2252 (1994).
8. **M.Nirmal et al.** Phys. Rev. Lett., **75**, 3728 (1995).
9. **J.M.Ferreyra, C.R.Proetto.** Phys. Rev. B, **52**, 2309 (1995).
10. **L.Samuelson, A.Gustafsson.** Phys. Rev. Lett., **74**, 2395 (1995).
11. **U.Merkt.** Physica B, **189**, 165 (1993).
12. **А.И.Екимов, Ал.Л.Эфрос и др.** ФТТ, **31**, 192 (1989).
13. **D.S.Chuu, C.M.Hsiao, W.N.Mei.** Phys. Rev. B, **46**, 3898 (1992).
14. **Z.Xiao, J.Zhu, F.He.** J. Appl. Phys., **79**, 9181 (1996).
15. **А.С.Гаспарян, Э.М.Казарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **32**, 83 (1997).
16. **А.С.Гаспарян, Э.М.Казарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **32**, 130 (1997).
17. **В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган.** Задачи по квантовой механике. М., Наука, 1981.
18. **А.Ф.Никофоров, В.Б.Уваров.** Специальные функции математической физики. М., Наука, 1978.
19. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Квантовая механика. М., Наука, 1989.

ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՈՒՄԸ ԷԼԻՊՍԱՐԴԱՅԻՆ ՁԵՎԻ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՄԻԿՐՈԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ս. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Կ. Ա. ՄԽՈՅԱՆ

Կառուցված է փոքր կիսահաղորդչային ձգված պտտման էլիպսարդում լիցքակիրների չափային քվանտացման տեսությունը: Ստացված են անվերջ էլիպսարդային փոսում մասնիկի ալիքային ֆունկցիաները և էներգիական սպեկտրը: Հետազոտված է էներգիական մակարդակների կախվածությունը էլիպսարդի կիսաառանցքների մեծություններից: Ցույց է տրված, որ երբ ձգված պտտման էլիպսարդի մեծ կիսաառանցքը ձգտում է անվերջության, խնդիրը չի հանգում անվերջ շրջանային գլանում լիցքակիրների կապված վիճակների ուսումնասիրմանը:

SIZE QUANTIZATION OF CHARGE CARRIERS IN SEMICONDUCTOR MICROCRYSTALS OF ELLIPSIODAL FORM

A. S. GASPARYAN, E. M. KAZARYAN, K. A. MKHOYAN

The theory of the size quantization of charge carriers in a small stretched semiconductor ellipsoid of revolution is developed. The wave functions and energy spectrum of a particle located in infinite ellipsoidal potential well are obtained. The dependence of energy levels on magnitude of ellipsoid semiaxes is considered. It is shown that in the case when the major semiaxis of the ellipsoid of revolution tends to infinity, the problem is not reduced to the considering of bound states of charge carriers in infinite circular cylinder.

Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.241-248 (1998)

УДК 612.382

МАЛОСИГНАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

В. М. АРУТЮНЯН, В. В. БУНИАТЯН, С. Г. ПЕТРОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 марта 1998г.)

Теоретически проанализированы малосигнальные характеристики полупроводниковых инжекционно-пролетных диодов (ИПД) при наличии квантовых ям в пролетном участке. Показано, что при прочих равных условиях захват квантовыми ямами носителей заряда и их последующий выброс в свободную зону способствует увеличению динамического отрицательного сопротивления (ДОС) по абсолютной величине. В отличие от обычных ИПД, в этих структурах можно обеспечить более высокие рабочие частоты.

1. Введение

Полупроводниковые многослойные гетероструктуры, содержащие квантовые ямы (КЯ), в последнее время привлекают большое внимание. В этих структурах процесс переноса заряда претерпевает качественное изменение, обусловленное, во-первых, размерным квантованием энергетического спектра, а во-вторых, квантово-механическим туннелированием носителей заряда через тонкие потенциальные барьеры. Захват или выброс электронов из КЯ существенно сказывается на всех генерационно-рекомбинационных процессах, имеющих место в процессе функционирования таких приборов. Изменение физических принципов работы открывает также перспективы и для создания новых высокочастотных приборов.

В работах [1-3] впервые показано, что явление резонансного туннелирования через двойной барьер с квантовой ямой может быть низкошумящим механизмом инжекции носителей заряда в пролетное пространство. Такой инжектор имеет вольт-амперную характеристику N-типа и позволяет осуществить инжекцию электронов при больших фазовых углах, чем это имеет место при инжекции через барьер в стандартных инжекционно-пролетных (BARITT) диодах [4,5]. Таким способом обеспечивается более высокая эффективность работы прибора.

Поскольку в работе BARITT диодов, кроме процессов инжекции, важную роль играют и пролетные эффекты, то следует ожидать, что создание необходимого количества КЯ в пролетном пространстве позволит оптимизировать структуру высокочастотного диода. Мы полагаем, что аналогично случаю, рассмотренному нами в [4,5], захват инжектированных носителей в КЯ приведет к уменьшению числа подвижных носителей и одновременно создаст дополнительный объемный заряд, что изменит, в частности, вольт-амперную характеристику и импеданс BARITT диода. Путем изменения параметров и числа КЯ можно будет управлять временами захвата подвижных носителей заряда ямой и их выброса из нее, т.е. управлять "эффективным временем пролета", что приведет к увеличению задержки фазы между током и приложенным переменным полем. Однако, в отличие от случая обычных уровней прилипания, наличие КЯ должно сильно сказываться на рабочих характеристиках диодов и при больших уровнях инжекции, так как каждая КЯ в состоянии захватить большое число электронов и ее практически невозможно полностью заполнить даже при повышенных уровнях инжекции.

2. Малосигнальные характеристики

Рассмотрим работу инжекционно-пролетного диода (ИПД), представляющего собой n^+-p-n^+ структуру, в p-области которой имеются КЯ (рис.1). Такую структуру мы назовем BARIQWTT диодом.

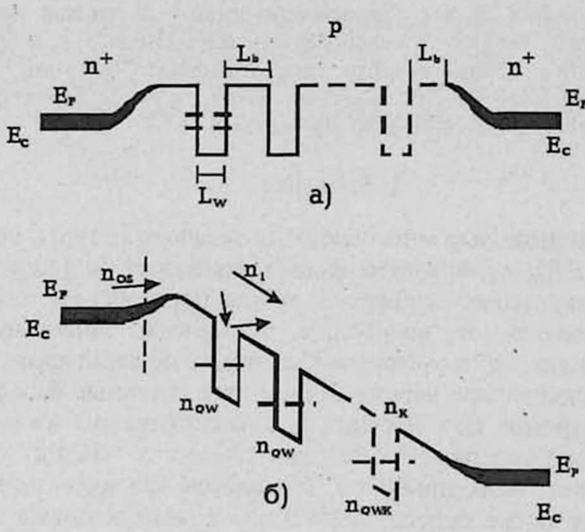


Рис.1. Схематический потенциальный профиль зоны проводимости n^+-p-n^+ структуры при $U=0$ (а) и $U \geq U_{PT}$ (б).

Пусть все КЯ имеют одинаковые параметры (глубину ΔE и ширину L_W) и разделены одинаковыми барьерными слоями шириной L_b. Как и в случае обычного ИПД, к структуре необходимо приложить внешнее смещение, превышающее напряжение U_{PT}, необходимое для смыкания областей объемного заряда прямо- и обратно-смещенных переходов. При этом считаем, что электрические поля в базе еще не столь велики, так что в структуре не имеет место ударная ионизация типа зона-зона и генерация электронно-дырочных пар, а КЯ в состоянии удерживать захваченные электроны (полевой выброс незначителен). Если помимо постоянного смещения к структуре приложить еще и малое переменное напряжение, то периодическая инжекция электронов в базу из прямосмещенного перехода будет осуществляться в течение той части периода сигнала, когда суммарное напряжение на истоке превышает напряжение смыкания:

$$U_0 + U_1 \sin \omega t \ge U_{PT} . \tag{1}$$

Здесь через ω обозначена угловая частота сигнала, U_0 – постоянное напряжение, U_1 – амплитуда малого переменного сигнала $(U_1 << U_0)$.

Часть инжектированных электронов в процессе своего дрейфа через базу будет захватываться КЯ, что приведет к уменьшению концентрации подвижных зарядов и к формированию дополнительного объемного заряда. Помимо процессов захвата возможны и обратные процессы термического выброса электронов из КЯ. Туннелирование электронов между КЯ является маловероятным процессом при толщине барьерных слоев порядка нескольких сот ангстрем [6,7]. Вышеуказанные процессы будем характеризовать временами захвата τ_c, выброса τ_e и дрейфа между ямами τ_d.

Соотношение между свободными и захваченными электронами в p-слое зависит от этих времен, а также от величины инжекционного тока. Если за период ВЧ сигнала инжектированные носители успевают многократно захватываться и выбрасываться из КЯ, то при движении к стоку они будут испытывать дополнительное запаздывание. Это приведет к увеличению задержки фазы между переменным током и полем и, в согласии с общим принципом возникновения динамического отрицательного сопротивления (ДОС) в пролетных структурах, к увеличению ДОС по абсолютной величине [4,5].

Так как при обычных рабочих температурах все мелкие акцепторы в базовой области можно считать ионизированными, то обмен электронами будет иметь место между КЯ и делокализованными состояниями в зоне проводимости. Этот обмен можно описать кинетическим уравнением типа

$$\frac{\partial \Sigma^{QW}}{\partial t} = L_W (r^K - g_T^K), \tag{2}$$

где $\Sigma^{QW} = L_W n_{QW}$ есть поверхностная плотность электронов в КЯ, n_{QW} – трехмерная концентрация связанных электронов в отдельной КЯ,

$$r^K = n_K \frac{V_{QW}}{L_W}, \qquad g_T^k = \frac{\Sigma_{k0}}{\tau_e L_W}, \tag{3}$$

где через V_{QW} обозначена скорость захвата электронов КЯ, n_k – концентрация свободных электронов над k-ой ямой, а

$$\tau_e^{-1} = \frac{n_{K0} V_{QW}}{\Sigma_{k0}} \exp\left(\frac{\Delta E^F}{kT}\right) \tag{4}$$

есть время термического выброса из КЯ. n_{k0} и Σ_{k0} – равновесные значения свободных и захваченных в КЯ электронов. При заполнении КЯ квазиуровень Ферми в ней возрастает на величину ΔE^{F}, что определяется разностью $(\Sigma_{k}^{QW}-\Sigma_{k0})$.

Из (2) можно получить следующее выражение для стационарного заполнения каждой КЯ:

$$n_{QW0}=\frac{n_{0S}\beta k}{1+k\beta}, \tag{5}$$

где $\beta=\tau_{e}/\tau_{c}$, n_{0S} — средняя концентрация электронов в плоскости инжекции (виртуального катода), $\tau_{c}=L_{W}/V_{QW}$ — характерное время захвата электронов в КЯ.

Кинетическое уравнение, описывающее изменение концентрации связанных электронов в пределах *k*-ой ямы, будет иметь вид [7]:

$$\frac{dn_{k}}{dt}=\frac{n_{QW}}{\tau_{e}}-\frac{n_{k}}{\tau_{c}}+\frac{n_{0S}-kn_{QW}-n_{k}}{\tau_{d}}. \tag{6}$$

Предположим, что в начальный момент времени все КЯ пустые:

$$n_{QW}(t=0)=n_{k}(t=0)=0.$$

В условиях установившихся процессов захвата, выброса и дрейфа из (6) получим

$$n_{k0}=\frac{n_{0S}}{1+\beta k}. \tag{7}$$

Для малосигнального анализа ВЧ характеристик диода, как обычно, все величины представим в виде суммы постоянной и малой переменной составляющих:

$$I(t)=I_{0}+I_{1}(t),$$

т.е.

$$\begin{aligned} &n_{0S}(x,t)=n_{k0}+n_{1k}(x,t),\\ &n_{QW}(x,t)=n_{QW0}+n_{QW1}(x,t)\quad \text{и т.д.}\end{aligned} \tag{8}$$

Все переменные составляющие физических величин представим в виде гармонических функций времени типа

$$I_{1}(t)=I_{10}\exp(j\omega t)\ \text{и т.д.} \tag{9}$$

Из (2) для малосигнальной составляющей концентрации электронов n_{QW_1}, захваченных в КЯ, можно получить выражение

$$n_{QW1}=\frac{n_{1}\tau_{e}}{\tau_{c}(1+j\omega\tau_{e})}=|n_{QW1}|\exp(-j\varphi_{QW}), \tag{10}$$

$$\varphi_{QW}=\mathrm{arctg}(\omega\tau_{e}),\quad |n_{QW1}|=\frac{n_{1}\beta}{\sqrt{1+\omega^{2}\tau_{e}^{2}}}. \tag{11}$$

Пренебрегая в пролетном промежутке током основных носителей, диффузионным током неосновных носителей и туннельной составляющей тока между ямами, уравнения Пуассона и плотности полного тока запишем в виде

$$\varepsilon\frac{\partial E}{\partial x}=\rho+q(N_A+n_{QW}), \tag{12}$$

$$I(t)=\rho v+\varepsilon\frac{\partial E}{\partial t}, \tag{13}$$

где ρ — плотность заряда свободных электронов, v — их скорость, N_A — концентрация мелких акцепторов, ε — диэлектрическая постоянная материала p — области, $\varepsilon\partial E/\partial x$ — ток смещения, q — заряд электрона.

Уровень инжекции носителей считаем достаточно низким, чтобы не учитывать перераспределение электрического поля между КЯ. Заметим также, что захват в КЯ обычно связан с испусканием оптического фонона и имеет характерное время порядка пс [6-8]. Время дрейфа $\tau_d=L_b/V_{gp}\approx 10^{-13}$ с ($L_b\approx 10$ нм, $V_{gp}\approx 6\cdot 10^6$ см/с) также очень мало. Поэтому для достаточно глубоких КЯ всегда можно считать, что скорость выброса носителей из ямы много меньше, чем скорость захвата и дрейфа носителей ($\tau_e>\tau_c$, τ_d).

Воспользуемся методикой расчета ВЧ параметров ИПД, развитой в [4,5,9]. Тогда для уравнения пролета носителей через базу получим:

$$\frac{d^2x}{dt^2}-\omega_M\frac{dx}{dt}=\frac{\mu_n I_{0S}}{\varepsilon}(1+\beta), \tag{14}$$

а для переменной составляющей тока $I_1(t)$ и напряжения $U_1(t)$ имеем уравнение

$$-\frac{I_1(t)\alpha v_0}{\varepsilon}=\frac{d^2U_1}{dt^2}+(j\omega\alpha-\omega_1)\frac{dU_1}{dt}, \tag{15}$$

где

$$\omega_1=\omega_M-\omega_0(\alpha-\beta-1),\ \omega_M=\frac{q\mu_n N_A}{\varepsilon},\ \omega_0=\frac{qn_{0S}\mu_n}{\varepsilon(1+\beta M)},\ \alpha=1+\frac{\beta}{\sqrt{1+\theta_e^2}},\ \theta_e=\omega\tau_e,$$

а переменная составляющая тока проводимости $I_{1n}(t)=\rho_0 v_1+v_0\rho_1$, как обычно [4,5,9], представлена в виде суммы тока модуляции скорости ($\rho_0 v_1$) и тока модуляции плотности ($\rho_1 v_0$) носителей заряда, v_0 и v_1—постоянная и переменная составляющие скорости свободных (подвижных) электронов в p—слое, ρ_0 и ρ_1 — постоянная и переменная составляюшие плотности инжектированных электронов, соответственно, μ_n — подвижность электронов в p—слое, $I_{0S}=qn_{0S}v_{0S}$ — средний ток и v_{0S} — средняя скорость электронов в плоскости инжекции, соответственно, M — количество ям.

В результате решения уравнения (14) при граничных условиях

$x=0, t=0, v_0=v_{0S}$ получим

$$x=\frac{\mu_n I_0(1+\beta)}{\varepsilon\omega_M^2}[\exp(\omega_M t)-\omega_M t-1]+\frac{v_{0S}[\exp(\omega_M t)-1]}{\omega_M}. \qquad (16)$$

Интегрируя уравнение (15) с использованием (3), (5) и (16) при граничных условиях $x = 0$, $t = 0$, $U_1 = 0$, для полного сопротивления прибора $Z(\omega)$ с рабочей площадью S на частоте ω получим выражение

$$SZ(\omega)=-\frac{U_1(t)}{I_1(t)}=R_1+jX_1,$$

где активная $R_1 = R_S + R_B$ и реактивная $X_1 = X_S + X_B$ составляющие импеданса складываются из составляющих R_S и X_S, обусловленных вкладом тока, ограниченного объемным зарядом, и R_B и X_B тока, ограниченного барьером, соответственно [4,5,10,11]. Для R_S и R_B имеем:

$$R_S=\frac{\alpha H\exp\theta_1}{\theta_S[\theta_1^2+(\alpha\theta)^2]}\{\alpha\theta(\theta_1^2+\alpha^2\theta^2+2\theta_1)\exp(-\theta_1)+ \\ +(\theta_1^2-\alpha^2\theta^2)\sin(\alpha\theta)-2\alpha\theta\theta_1\cos(\alpha\theta)\}, \qquad (17)$$

$$R_B=\frac{H}{(1+\theta_S^2)}\left\{\alpha-\frac{\theta_1\theta_S}{\theta}+\frac{\exp\theta_1}{\theta}[(\theta_1+\alpha\theta\theta_S)\sin(\alpha\theta)+(\theta_1\theta_S-\alpha\theta)\cos(\alpha\theta)]\right\}, \qquad (18)$$

где $\theta = \omega T$ — угол пролета носителей заряда, T — время их пролета через p–область, $\theta_1 = \omega T$, $\theta_S = \omega\varepsilon/\sigma$ – параметр инжекции, зависящий от состояния и свойств инжектирующего контакта, имеющего проводимость σ, а величина H равна

$$H=\frac{v_{0S}T^2}{S\varepsilon[\theta_1^2+\alpha^2\theta^2]}. \qquad (19)$$

Анализ выражений (17), (18) и соответствующие численные оценки показывают, что при низких уровнях инжекции $|R_B| >> R_S$, причем R_B принимает отрицательные значения при углах пролета, для которых выполняется следующее неравенство:

$$\cos(\alpha\theta)+\frac{\theta_1-\theta_S\alpha\theta}{\theta_1\theta_S-\alpha\theta}\sin(\alpha\theta)>\exp(-\theta_1). \qquad (20)$$

В отсутствие КЯ $(\alpha=1, \beta=0)$ и $\theta_1=\theta_M\cong 2$ [4,5,9], неравенство (20) выполняется при углах пролета $\pi < \theta < 2\pi$ с оптимальным значением $\theta_{\text{оп}} \cong 1{,}5\pi$, соответствующим максимальному значению ДОС, что совпадает с результатами, полученными в [10,11] для обычных ИПД. При наличии КЯ неравенство (20) выполняется в более узком угловом интервале $\pi/\alpha < \theta < 2\pi/\alpha$, причем $\alpha > 1$. Результаты численных расчетов при значениях параметров $S = 10^{-4}$ см^2, $N_A = 10^{15}$ см$^{-3}$, $L_W \approx L_b \cong 15$ нм, $\mu_n \cong 4{,}8\cdot 10^3$ см^2/В·с, $v_{0S} \cong 10^6$ см/с, $I_0 \cong 10$ А/см^2, $T \approx 5$ пс, M=10, $L \approx 0{,}35$ мкм приведены на рис.2. В расчетах принято, что темп выброса электронов из ямы много меньше, чем темп захвата и дрейфа ($\tau_e >> \tau_c\tau_d$). Время захвата τ_c почти не зависит от приложенного поля и имеет величину порядка $\tau_c \approx 0{,}1 \div 1$ пс [12,13]. При оценке параметра β мы учли также, что время τ_e обычно экспоненциально зависит от электрического поля и может меняться в пределах $\tau_e \approx 10^{-2} \div 10^{2}$ пс [7,13].

Для сравнения на рис.2 пунктирной кривой показана зависимость R_B от угла пролета θ при отсутствии КЯ. Как следует из рис.2, влияние КЯ на эффекты пролетных "задержек" действительно подобно влиянию угла пролета, рассмотренному ранее [4,5,9], т.е. присутствие КЯ приводит к увеличению "эффективного времени пролета". При прочих равных условиях, с увеличением параметра β ДОС по абсолютной величине увеличивается, однако частотный диапазон, где имеет место ДОС, сужается и смещается в область более низких частот. Заметим, что в отличие от обычных ИПД [9-11], здесь можно обеспечить более высокие (на порядок и выше) рабочие частоты.

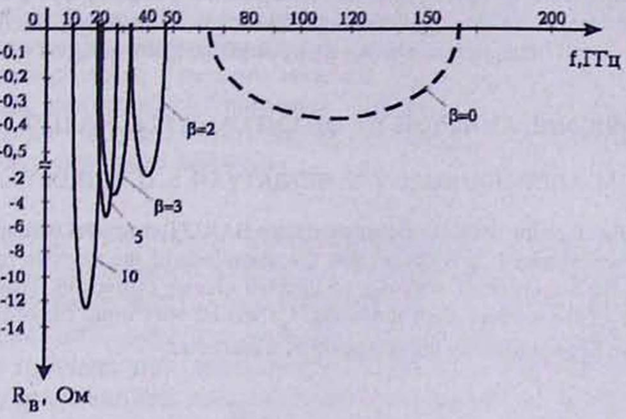


Рис.2. Зависимость R_B от частоты сигнала $f\,(\omega = 2\pi f)$ для различных значений параметра $\beta = \tau_e/\tau_c$ ($\beta = 0$ соответствует отсутствию КЯ).

Таким образом, варьируя числом и параметрами КЯ, можно управлять частотным диапазоном и величиной ДОС ИПД. На наш взгляд наиболее перспективной BARIQWTT структурой является диод, в котором в пролетном пространстве имеются КЯ, а инжекция осуществляется через двойной барьер с КЯ.

Двое из авторов (В.А. и С.П.) благодарят за поддержку фонд Relief Fund for Higher Learning Institutions in Armenia (Colorado, USA).

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.P.Kesan, D.P.Neikirk, B.S.Streetman, and P.A.Blakey**. IEEE Electron. Device Lett., **EDL-8**, 129 (1987).
2. **I. Song, Dee-Son Pan.** IEEE Trans. Electron. Devices, **35**, 2315 (1988).
3. **V.P.Kesan, D.P.Neikirk, P.A.Blakey** et al. IEEE Trans. Electron. Device, **35**, 405 (1988).
4. **V.Harutunian, V.Buniatian.** Sol. St. Electron., **20**, 491 (1977), **В.М.Арутюнян, В.В.Буниатян.** Изв. НАН Армении, Физика, **33**, 22 (1998).

5. **В.М.Арутюнян, В.В.Буниатян.** Инжекционно-пролетные диоды. Ереван, изд. ЕГУ, 1986, 226 с.
6. **M.Ershov, V.Ryzhii, C.Hamaguchi.** Appl. Phys. Lett., **67(21)**, 3147 (1995).
7. **А.М.Георгиевский, А.Я.Шик, В.А.Соловьев** и др. ФТП, **31**, 444 (1997).
8. **A.Botula and K.Wang.** IEEE Trans. Electron. Devices, **37**, 58 (1990).
9. **V.Aroutiounian, V.Buniatian.** Proc. 1997 ISDRS, Verginia, USA, p.187, 1997.
10. **S.M.Sze.** Physics of Semiconductor Devices. New York, Wiley, 1981.
11. **G.T.Wright and N.B.Sultan.** Sol. St. Electron., **16**, 535 (1973).
12. **M.C.Tatham, J.F.Ryan, and C.T.Foxon.** Phys. Rev. Lett., **63**, 1637 (1989).
13. **B.F.Levine.** J. Appl. Phys., **74**, R1 (1993).

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԻՆԺԵԿՑԻՈՆ ԹՌԻՉՔԱՅԻՆ ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՓՈՔՐ ԱԶԴԱՆՇԱՆԱՅԻՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ, Ս. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է թռիչքային տիրույթում քվանտային փոսերի առկայության ազդեցությունը ինժեկցիոն-թռիչքային դիոդների բարձրահաճախական բնութագրերի վրա փոքր ազդանշանի ռեժիմում: Ցույց է տրված, որ քվանտային փոսերի առկայությունը, այլ հավասար պայմաններում, նպաստում է բացարձակ արժեքով բացասական դիմադրության մեծացմանը:

SMALL-SIGNAL ANALYSIS OF QUANTUM-WELL BARITT DIODES

V. M. AROUTIOUNIAN, V. V. BUNIATYAN, S. G. PETROSYAN

Small-signal characteristics of semiconductor BARITT structures with quantum wells in the drift region are examined. It is shown that the magnitude of the negative resistance can be increased under the influence of trapping of injected charge carriers by quantum wells and following escape of the carriers from the wells. Compared with usual transit-time diodes, the proposed structure has significantly higher operation frequencies.

Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.249-252 (1998)

УДК 534.29

НАБЛЮДЕНИЕ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА МЕТОДОМ ГАММА-РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Л. А. КОЧАРЯН, Э. М. АРУТЮНЯН, С. О. АРУТЮНЯН, А. Л. КОЧАРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 31 октября 1996г.)

Исследовано воздействие лазерного излучения на резонансное поглощение гамма-излучения ядрами Fe^{57} в сульфиде кадмия. Показано, что под воздействием лазерного излучения форма мессбауэровского спектра образца меняется. Наблюдаемое изменение спектра объясняется присутствием в образце акустических колебаний, возникших вследствие оптико-акустического эффекта.

В работах [1-4] были продемонстрированы новые возможности гамма-резонансной спектроскопии и ее применения в акустике для исследования нелинейных акустических эффектов, измерения параметров акустических колебаний, акустических характеристик материалов и вибросистем. Однако приложения гамма-резонансной спектроскопии в различных областях науки и техники до конца себя не исчерпали и, благодаря высокой чувствительности, ее комбинация с другими перспективными методами (в частности, с лазерными) существенно продвинет решение целого круга важных научных и прикладных задач: исследование сильно рассеивающих и сильно поглощающих веществ, тонких пленок, создание чувствительных лазерно-акустических преобразователей и т.д.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию воздействия лазерного излучения на гамма-резонансные спектры Fe^{57} в монокристалле сульфида кадмия.

Экспериментальные исследования гамма-резонансных спектров изучаемых образцов проводились на спектрометре электродинамического типа. Источником резонансного гамма-излучения служил Co^{57} (E_γ=14,4 кэВ) в матрице хрома активностью $3\cdot10^9$ Бк. В качестве образцов использовались монокристаллы низкоомного ($\rho\sim10$ ом·см) CdS (0,3% Fe^{57}), вырезанные в виде диска диаметром 20 мм и толщиной 0,2 мм. Прошедшие образец гамма-кванты регистрировались сцинтилляционным детектором, а импульсы от детектора анализировались многоканальным анализатором импульсов, работающим в режиме временного анализа. Источником оптического излучения служил твердотельный лазер с длиной волны излучения λ=1,06 мкм, работающий в одномодовом режиме. Использовался импульс лазерного излучения прямоугольной формы с длительностью 2 мс и частотой повторения 100 Гц. Диаметр лазерного пятна на образце – 1 мм, а температура образца в процессе эксперимента контролировалась термопарой, обеспечивающей точность измерения ±0,25°С, и поддерживалась постоянной при комнатной температуре 18° С с помощью термостатирования.

На рис.1 приведены характерные гамма-резонансные спектры поглощения образца CdS (0,3% Fe^{57}) при разных мощностях лазерного излучения $P_л$. Как видно из рисунка, под воздействием лазерного излучения наблюдается уменьшение интенсивности линии гамма-резонанса и ее уширение: а) I = (20,2 ± 0,15)%, Г= (0,51 ± 0,02) мм/с ($P_л$ =0) б) I = (18,6 ± 0,15)%, Г= (0,55 ± 0,02) мм/с ($P_л$ =6,3 мВт) г) I = (17,8 ± 0,15)%, Г= (0,60 ± 0,02) мм/с ($P_л$ =12 мВт).

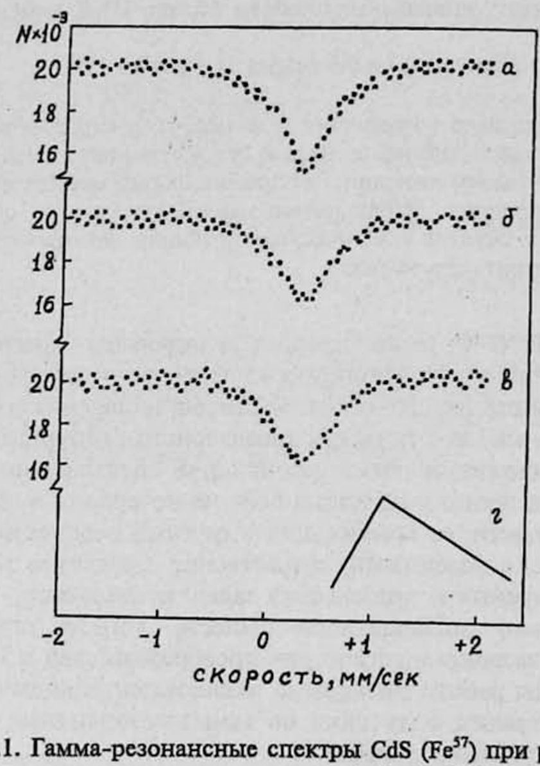


Рис.1. Гамма-резонансные спектры CdS (Fe^{57}) при разных мощностях лазерного излучения: а) $P_л$ = 0, б) $P_л$ = 6,3 мВт, в) $P_л$ =12 мВт.

Результат, приведенный на рис.1, можно объяснить следующим образом. Уширение мессбауэровской линии при воздействии на образец лазерным излучением может быть вызвано двумя причинами: температурным уширением линии гамма-резонанса вследствие зависимости фактора Лэмба-Мессбауэра от температуры [5] или же присутствием в образце акустических колебаний [2]. Так как температура образца в течение всего эксперимента контролируется термопарой, расположенной вблизи лазерного пятна, и остается постоянной с помощью термостатирования, то приходится констатировать, что причиной, вызывающей уширение гамма-резонансной линии, являются акустические колебания, возникшие в образце вследствие оптико-акустического эффекта [6].

Известно, что под воздействием периодических акустических колебаний, когда частота Ω намного меньше ширины линии гамма-резонанса Γ, форма мессбауэровского спектра поглощения $F(\omega)$ сильно зависит от амплитуды A и частоты колебания Ω [2]:

$$F(\omega)=\frac{1}{T}\int_0^T\frac{dt}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Gamma/2}-\frac{v(t)}{\lambda\Gamma/2}\right)^2+1},$$

где $v(t)=A\Omega\sin\Omega t$ и T — скорость и период акустического колебания соответственно.

Если же акустические колебания имеют непериодический характер, то зависимость $F(\omega)$ от параметров акустического сигнала имеет вид [7]

$$F(\omega)=\sum_{i=1}^{n}\frac{\tau_i/T}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Gamma/2}-\frac{v_i}{\lambda\Gamma/2}\right)^2+1},$$

где τ_i — длительность акустического сигнала, v_i — максимальная скорость движения.

Методом обратной задачи [8] можно на основе экспериментального мессбауэровского спектра поглощения $F(\omega)$ определить параметры акустического сигнала. Анализ полученных экспериментальных спектров дает следующие значения параметров акустических сигналов, возникающих в образце сульфида кадмия под воздействием лазерного излучения: амплитуда акустических сигналов $A = (0{,}08 \pm 0{,}01)$ мкм при мощности излучения $P_л = 6{,}3$ мВт и $A = (0{,}22 \pm 0{,}01)$ мкм при $P_л = 12$ мВт, а форма сигнала близка к треугольной (см. рис.1г).

Таким образом, результаты исследования воздействия лазерного излучения на мессбауэровские спектры поглощения показывают, что мессбауэровскую спектроскопию можно применить для наблюдения и исследования оптико-акустических эффектов в твердых телах. Высокая чувствительность мессбауэровской спектроскопии к параметрам акустических возбуждений и бесконтактный способ измерения их параметров делают его идеальным инструментом для исследования особенностей оптико-акустических эффектов в твердых телах и расширяют возможности как мессбауэровской, так и лазерной спектроскопии.

Работа выполнена в рамках научной темы 96-707 за счет государственных централизованных источников финансирования РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Р.Г.Габриелян, Л.А.Кочарян, А.Р.Мкртчян.** Акустический журнал, **23**, 701 (1977).
2. **А.Р.Аракелян и др.** Акустический журнал, **24**, 809 (1978).
3. **А.Р.Мкртчян и др.** Приборы и техника эксперимента, **6**, 180 (1981).

4. **Л.А.Кочарян, Р.Р.Айдинян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **21**, 309 (1986).
5. **В.С.Шпинель.** Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М., Наука, 1969.
6. **Л.М.Лямшев, К.А.Наугольных.** Акустический журнал, **27**, 641 (1981).
7. **Р.Г.Габриелян, А.Р.Мкртчян, Г.Н.Наджарян.** Акустический журнал, **26**, 200 (1980).
8. **G.N.Nadjaryan, R.G.Gabrielyan, A.R.Mkrtchyan.** Phys. stat. sol. (b), **109**, 131 (1982).

ՕՊՏԻԿԱ-ԱԿՈՒՍՏԻԿԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏԻ ԴԻՏՈՒՄԸ ԳԱՄՄԱ-ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԱՍԿՈՊԻԱՅԻ ՄԵԹՈԴՈՎ

Լ. Ա. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Է. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Լ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ

Փորձնականորեն ցույց է տրված, որ մյոսբաուէրյան սպեկտրասկոպիան կարող է կիրառվել պինդ մարմիններում օպտիկա-ակուստիկական էֆեկտի դիտարկման և ուսումնասիրման համար:

OBSERVATION OF PHOTOACOUSTIC EFFECT BY THE GAMMA-RESONANCE METHOD

L. A. KOCHARIAN, E. M. HAROUTYUNIAN, S. H. HAROUTYUNIAN, A. L. KOCHARIAN

It is experimentally proved that the Mossbauer spectroscopy may be used for observation and study of a photoacoustic effect in solids.

Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.253-260 (1998)

УДК 535.343.2

ЭФФЕКТЫ САМООРГАНИЗАЦИИ В ОДИНОЧНЫХ ИОННЫХ КАНАЛАХ

Г.А. АБГАРЯН

Ереванский государственный медицинский университет

(Поступила в редакцию 4 февраля 1998г.)

В работе исследуется взаимодействие ионного потока с заряженными группами каналообразующего белка. Показано, что это взаимодействие приводит не только к возникновению дискретных уровней канала, но и позволяет описать процессы активации и инактивации канала. Показано также, что бистабильный режим функционирования канала может осуществляться только при изменении контрольных параметров канала в определенных интервалах.

1. Введение

К числу молекулярных объектов, проявляющих нетривиальные динамические и кинетические свойства, относятся ионные каналы в биологических мембранах, отделяющие организм клетки от внешней среды и регулирующие потоки ионов из внеклеточной среды внутрь клетки, и наоборот [1,2].

Для описания явлений переноса ионов через ионные каналы обычно применяются электродиффузионные уравнения [3,4]. При этом в качестве универсальной модели канала принята модель одномерного потенциального профиля, фиксированного к структуре канала. Если потенциальный профиль канала обладает минимумами в определенных точках и вероятность нахождения ионов в окрестности этих точек достаточно высока, то можно элекродиффузионные уравнения заменить на более простые уравнения балансного типа, предполагая, что прыжки ионов из одного "узла связывания" в другой происходят по механизму термической активации [5]. Однако эта модель не объясняет ряда важных особенностей возбудимых биомембран. Например, дискретные уровни проводимости каналов, зависимость ионных токов через эти каналы от концентрации ионов в примембранных растворах и т.д., которые экспериментально наблюдены во многих работах и некоторые из них в качестве постулата уже применяются в теории [6,7].

В последние годы развивается концепция, согласно которой при исследовании динамики канала необходимо учитывать взаимодействие проникающих ионов с заряженными структурными группами ионного канала. Например, в работах Чинарова и др. [8,9] развивается идея о том, что ион-конформационное взаимодействие (ИКВ) играет определяющую роль в тех процессах в ионном канале, которые управляются мембранным потенциалом и ионными концентрациями в примембранных жидкостях. Они исходили из того очевидного факта, что электрические поля, создаваемые в канале проходящими через канал ионами ($\approx 10^9$ В/см), на несколько порядков превосходят поля, создаваемые мембранным потенциалом. Следовательно, проникающие ионы способны существенно повлиять на положение заряженных групп структуры ионного канала. Если время релаксации перемещенных при этом структурных групп достаточно мало, то они успевают возвращаться в исходное положение до входа следующего иона в канал, и ИКВ будет действовать только на фиксированный потенциальный профиль канала. Тогда этот профиль будет одинаковым для всех проникающих ионов. В противном случае перемещение, вызванное одним проходящим ионом, не успевает "исчезнуть" до прихода следующего иона, и в результате смещения, вызванные отдельными ионами, будут суммироваться. Тогда положение соответствующих молекулярных групп будет определяться средним числом проходящих ионов в канале. В этом случае теряется смысл фиксированного потенциального профиля, и ИКВ приводит к образованию подвижного потенциального профиля канала, форма которого будет определяться взаимодействием большого числа проникающих ионов со структурными группами канала.

С другой стороны, положение молекулярных групп в канале приводит к его обратному действию на значение ионного потока через канал. Решение системы уравнений, описывающих эти процессы, позволяет не только определить зависимость ионного тока через отдельный канал от потенциала на мембране, но и выявить причины появления различных конформационных состояний канала и его работы в режиме "да" или "нет".

2. Простейшая модель ионного канала с подвижной структурой потенциального профиля

Рассмотрим ионный канал с одноионным потенциальным профилем (рис.1). Ионные потоки через такой канал будут определяться средними заселенностями ионов в положениях 0,1,2 (N_0, N_1, N_2), а также вероятностями прыжков через соответствующие потенциальные барьеры [5]:

$$W_{nm} = \Omega_n \exp[E_n - E_{nm} + \psi_n - \psi_{nm}], \tag{1}$$

где Ω_n – частота колебаний ионов в n-ом потенциальном минимуме, E_n и E_{nm} – энергии потенциального профиля канала около дна и вершины соответствующего барьера в единицах kT (k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура). Параметры ψ_i определяются из $\psi_i = Z'e\varphi_i / kT$, где Z' – валентность проходящего иона, φ_i – потенциал внешнего электрического поля (потенциал на мембране) в соответствующих точках канала (рис.1). В этой модели предполагается, что одномерное движение ионов происходит только в канале и что в данный момент времени в канале не может находиться больше одного иона. Тогда для уравнения баланса одномерного ионного потока получим:

$$\frac{dN}{dt} = N_0(1-N)W_{01} + N_2(1-N)W_{21} - N(W_{10} + W_{12}). \tag{2}$$

Основное допущение предлагаемой модели состоит в том, что профиль потенциального барьера канала зависит от положения определенных полярных групп молекул в канале. Здесь обсудим случай, когда изменяется высота только одного потенциального барьера, разделяющего минимумы 1 и 2. Тогда высоту этого барьера можно представить в виде

$$E_{12} \equiv E_{12}(X) = E_{12}^{0} + X / X_{0}\,, \tag{3}$$

где E_{12}^{0} — это постоянная часть потенциального барьера, а X – некоторая конформационная координата, определяющая положение подвижной молекулярной группы в канале, X_0 — характерное смещение указанной группы, при котором W_{12} изменяется в e раз. Для удобства введем новую безразмерную конформационную переменную $Z = X/X_0$. Для этой новой переменной можно написать следующее эволюционное уравнение:

$$\omega^{-2}\frac{d^{2}Z}{dt^{2}} + \tau\frac{dZ}{dt} + Z = Z_{\infty}N(t)\,, \tag{4}$$

где τ — характерное время затухания конформационных колебаний, ω – частота колебаний, Z_∞ — максимально возможное значение Z. Форма уравнения (4) предполагает, что смещение конформационной группы Z прямо пропорционально числу ионов в канале.

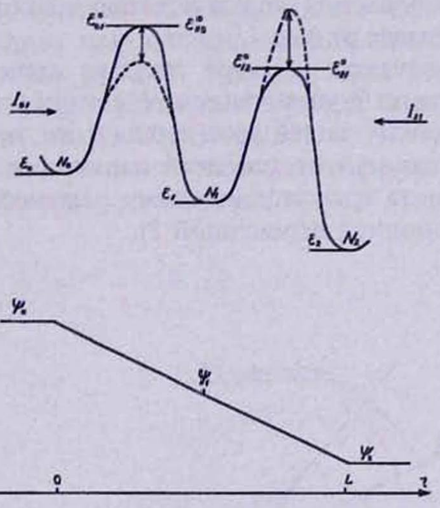


Рис.1. Одноионный потенциальный профиль канала. Потенциал по одну сторону мембраны есть $\varepsilon_0 + \psi_0$, внутри канала — $\varepsilon_1 + \psi_1$ и по другую сторону мембраны — $\varepsilon_2 + \psi_2$. Потенциал в точке максимума потенциального барьера между областями i и j обозначен как $\varepsilon_{ij} + \psi_{ij}$. L — длина канала.

Далее, имея в виду приближение Гольдмана [9], для распределения электрического поля вдоль канала можно записать:

$$\psi_1 - \psi_0 \approx \psi_2 - \psi_1 \approx \psi_{21} - \psi_{10} \equiv \psi\,. \tag{5}$$

Таким образом, совместное решение уравнений (2) и (4) с учетом условий (5) полностью описывает динамику ионного канала в рамках предложенной модели.

3. Стационарный режим функционирования ионного канала

В стационарных условиях из уравнений (2) и (4) получим

$$Z = Z_{\infty} \cdot N(Z), \qquad N = \frac{N_0 W_{01} + N_2 W_{21}}{W_{10} + W_{12} + N_0 W_{01} + N_2 W_{21}}. \tag{6}$$

Отсюда следует, что знак стационарного значения конформационной переменной постоянен и определяется знаком параметра Z_{∞}. Воспользовавшись формулой (1) для вероятностей W_{nm}, а также выражениями (3), (5), уравнение (6) можно переписать в следующем виде:

$$\eta e^{-Z-\psi} \cdot \frac{Z - Z_{\infty} \cdot I_{21}}{1 - I_{21}} = \frac{I_{01} \cdot Z_{\infty} - Z}{1 - I_{01}}, \tag{7}$$

где $\quad \eta = \exp(E_{10} - E_{12}^{0}); \qquad I_{01} = \dfrac{N_0 \cdot \Omega_0 / \Omega_1 \cdot \exp(E_0 - E_1 - \psi)}{1 + N_0 \cdot \Omega_0 / \Omega_1 \cdot \exp(E_0 - E_1 - \psi)};$

$$I_{21} = \frac{N_2 \cdot \Omega_2 / \Omega_1 \cdot \exp(E_2 - E_1 + \psi)}{1 + N_2 \cdot \Omega_2 / \Omega_1 \cdot \exp(E_2 - E_1 - \psi)}. \tag{8}$$

I_{01} и I_{02} представляют собой нормированные односторонние потоки ионов, входящих в область 1 соответственно из областей 0 и 2 и изменяющихся в интервале от 0 до 1.

Теперь в качестве примера обсудим случай, когда $Z_{\infty} \geq 0$, т.е. высота барьера растет с увеличением N. На рис.2 представлены зависимости левых и правых частей уравнения (7) от параметра. Они показывают, что в зависимости от значений параметров $\eta e^{-\phi}$, I_{01}, I_{02} и Z_{∞} возможны от одного до трех стационарных решений (возможны три значения конформационной переменной Z).

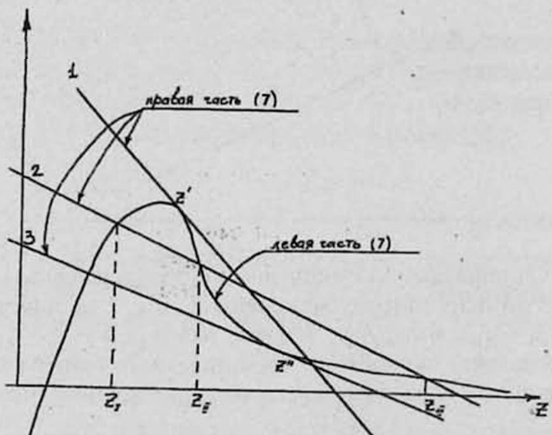


Рис.2. Схематический рисунок для графического анализа уравнения (7) при $Z_{\infty} > 0$.

Если уравнение (8) имеет только один корень, то ионный канал, в рамках данной модели, будет функционировать в моностабильном режиме. Т.е. при фиксированных значениях (N_0, N_2) и (ψ_0, ψ_2) ионный канал имеет только один режим пропускания ионного потока (один уровень ионной проводимости). Для трех корней ионный канал имеет два устойчивых режима функционирования (уровня проводимости) при $Z = Z_I$ и $Z = Z_{III}$ и один неустойчивый режим при $Z = Z_{II}$. Другими словами, в этом случае уравнения (8) имеют два устойчивых значения для ионных потоков, ионный канал будет функционировать в бистабильном режиме. Случаю, когда уравнение (7) имеет два корня, соответствует промежуточное состояние ионного канала между моностабильным и бистабильным состояниями (касательная к кривой на рис.2). Из рис.2 следует, что бистабильный режим осуществляется только при изменениях значений параметра I_{01} в определенном интервале. Границы этого интервала определяются наклонами соответствующих касательных. Следовательно, одним из условий осуществления бистабильного режима функционирования канала будет

$$I'_{01} < I_{01} < I''_{01}\,. \tag{9}$$

Таким же образом можно получить неравенства и для других "управляющих" параметров:

$$\psi_1 < \psi < \psi_2\,; \qquad I'_{21} < I_{21} < I''_{21}\,. \tag{10}$$

Следовательно, существуют определенные интервалы изменений управляющих параметров, при которых ионный канал будет функционировать в бистабильном режиме. Границы этих интервалов определяются точками соприкосновения кривой (левой части уравнения (7)) и прямых, описывающих правую часть уравнения (7) (Z' и Z'' на рис.2). Очевидно, что соответствующие значения этих аргументов можно определить из условия равенства производных в левой и правой частях уравнения (7). Получим:

$$\eta^{-1} e^{Z+\psi} \cdot \frac{1 - I_{21}}{1 - I_{01}} = Z - 1 - Z_\infty \cdot I_{21}\,. \tag{11}$$

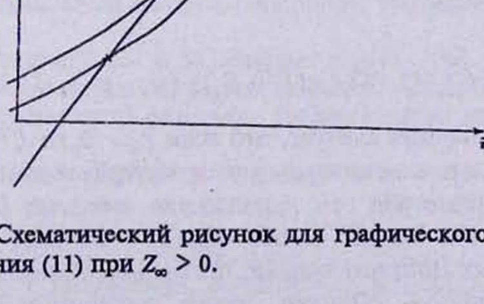


Рис.3. Схематический рисунок для графического анализа уравнения (11) при $Z_\infty > 0$.

Графический анализ этого трансцендентного уравнения представлен на рис.3. Левая часть уравнения представлена здесь для последовательно возрастающих значений параметра η. Видно, что возможны пересечения и соприкосновения кривой с прямыми, а также отсутствие совместного решения. Т.е. существует некое критическое значение η_{kp}, при меньших значениях которого бистабильность не осуществляется. Это критическое значение η_{kp} находим, используя условие (11), а также из условия равенства производных в его левой и правой частях:

$$\eta \geq \eta_{kp} = \frac{1-I_{21}}{1-I_{01}} \exp(\psi + 2 + Z_\infty \cdot I_{21}). \tag{12}$$

И, наконец, из совместного решения уравнений (7) и (11) получим:

$$\frac{Z}{Z_\infty} = \frac{1}{2}\left(I_{01} + I_{21} \pm \sqrt{\frac{1}{4}(I_{01} - I_{21})^2 - \frac{I_{01} - I_{21}}{Z_\infty}} \right). \tag{13}$$

Это уравнение приводит к определенным ограничениям на величину $\Delta I = (I_{01} - I_{21})$:

$$(I_{01} - I_{21}) \geq 4 / Z_\infty, \quad \text{если} \quad I_{01} - I_{21} > 0. \tag{14}$$

Здесь, однако, необходимо иметь в виду, что значение параметра Z_∞ также может изменяться по мере изменения ΔI. Действительно, преобразуя уравнение (8) и используя условие (13), мы получим следующее неравенство:

$$\Delta I \geq \sqrt{(\Delta I)^2 - \Delta I \cdot 4 / Z_\infty}, \quad \text{откуда} \quad 4 \cdot \Delta I / Z_\infty \geq 0. \tag{15}$$

Теперь обратимся к ионным потокам, входящим и выходящим в ионный канал. В стационарном режиме эти потоки равны друг другу и определяются следующими уравнениями:

$$J = N_0 W_{01}(1-N) - N W_{10} = N W_{12} - N_2 W_{21}(1-N). \tag{16}$$

Воспользовавшись выражением (6), для отношения двух потоков бистабильного режима (т.е. при двух устойчивых значениях конформационной переменной Z) получим:

$$\frac{J_I}{J_{III}} = \frac{e^{Z_{III}}(1+e^{\mu_0}) + (1+e^{\mu_2})\eta e^{-\psi}}{e^{Z_I}(1+e^{\mu_0}) + (1+e^{\mu_2})\eta e^{\psi}}, \tag{17}$$

где

$$\mu_i = \ln(N_i \cdot \Omega_i / \Omega_1) + (E_i - E_1) + (\psi_i - \psi_1), \; (i = 0,2). \tag{18}$$

Из этого уравнения следует, что если $Z_\infty > 0$, то $J_I / J_{III} > 1$, поскольку $|Z_I| < |Z_{III}|$. Очевидно, что в некотором узком интервале изменений значений "управляющих" параметров эти неравенства заведомо будут выполнены (т.е. J_I / J_{III} >> 1). Тогда можно будет говорить об открытом и закрытом состояниях ионного канала, поскольку один из потоков намного превосходит другой. Однако такая дискретность проводимости канала возможна только при осуществлении ряда вышеотмеченных условий.

Из неравенства (15) и равенства (17) следует, что в системе будет осуществляться бистабильный режим только при определенном направлении ионного тока. Причем высота выходного барьера E_{12} должна быть всегда выше его постоянной части E_{12}^{0}, когда $\Delta I > 0$. И наоборот, при обратном направлении ионного тока ($\Delta I < 0$) высота того же барьера E_{21} (который в этом случае будет входным) должна быть меньше E_{12}^{0}. Более того, когда система приближается к области бистабильности, она становится существенно неравновесной и приобретает необходимую пороговую движущую силу (удовлетворяется условие (14)) и условие бистабильности (12) осуществляется само собой.

Вышеуказанное легко понять, если обсудить бистабильность ионного канала в рамках идеи самоорганизации. Так, согласно теории Пригожина [10], для того, чтобы в неравновесной системе появился новый, более сложный динамический режим функционирования, должен нарушаться принцип Ле-Шателье – Броуна. То есть вызванные флуктуациями изменения в системе должны усиливать эти флуктуации. Действительно, в нашей модели при $Z_\infty > 0$ увеличение ионного потока приводит к увеличению заселенности N в канале, и, следовательно, к увеличению высоты потенциального барьера $E_{12}(Z)$ (за счет увеличения Z), что, в свою очередь, приводит к дальнейшему увеличению N. Аналогичные рассуждения можно развить и в случае $Z_\infty < 0$.

Таким образом, концепция подвижных заряженных молекулярных групп в структуре каналообразователя белка, способных изменять потенциальный профиль канала вследствие их сильного взаимодействия с проникающими ионами, достаточно четко описывает микроскопическую картину активации и инактивации ионного канала, а также физическую природу появления дискретных уровней проводимости в них. Более того, приведенная модель самоорганизации в ионном канале допускает появление бистабильного режима функционирования канала в широком интервале изменений значений контрольных параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ю.А.Чизмаджиев, С.Х.Айтьян**. В кн. "Биофизика мембран", т.2. М., ВИНИТИ, с.5—81, 1982.
2. **B.Hille**. Ionic channels of excitable membranes. Washington, Sinauer Associates inc., 1992.
3. **А.Б.Рубин**. Биофизика. Кн 2. М., Высшая школа, 1987.
4. **В.Н.Харкянен**. Кинетическая теория переноса зарядов в биомолекулярных системах. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, Киев, 1988.
5. **Г.Эйринг, Д.У.Эрри**. Теоретическая и математическая биология. М. Мир, 1968.
6. **P.Lauger**. Physiological Reviews, **67**, 1238 (1987).
7. **A.L.Hodgkin, A.F.Huxley**. J. Physiol. (London), **117**, 500 (1952).
8. **Ю.Б.Гайдидей, В.Н.Харкянен, В.А.Чинаров**. Биологические мембраны, **8**, 648 (1991).

9. **V.A.Chinarov, Yu.B.Gaididei, V.N.Kharkyanen, S.P.Sitko.** Phys. Rev. A, 46, 5232 (1992).
10. **И.Пригожин.** От существующего к возникающему. М., Наука, 1985.

ԻՆՔՆԱԿԱԶՄԱԿԵՐՊՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐՆ ԱՌԱՆՁԻՆ ԻՈՆԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՂԻՆԵՐՈՒՄ

Հ. Հ. ԱԲԳԱՐՅԱՆ

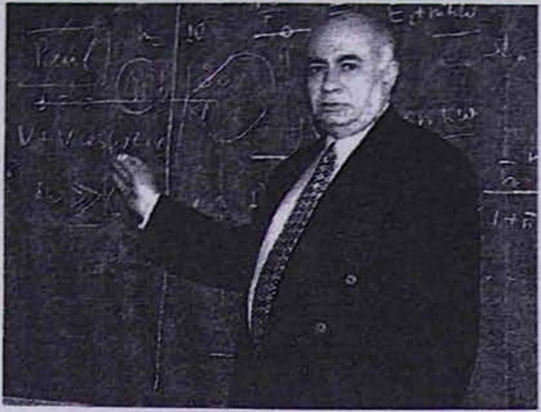
Աշխատանքում ուսումնասիրված է իոնային անցուղին թափանցող իոնների փոխազդեցությունը անցուղի կազմող սպիտակուցային մակրոմոլեկուլի լիցքավորված մոլեկուլային խմբերի հետ: Ցույց է տրված, որ այդ փոխազդեցությունը բերում է ոչ միայն անցուղու հաղորդականության դիսկրետ մակարդակների առաջացման, այլ նաև թույլ է տալիս նկարագրել իոնային անցուղու ակտիվացման եւ ինակտիվացման երևույթները: Ցույց է տրված նաև, որ անցուղու կենսագործունեության երկկայուն ռեժիմ կարող է հաստատվել միայն ղեկավարող պարամետրերի արժեքների փոփոխման որոշակի միջակայքերի դեպքում:

SELF-ORGANIZATION PROCESSES IN SINGLE ION CHANNELS

H. H. ABGARIAN

The ion flux interaction with the charged groups of channel constructing protein is investigated. It is shown that this interaction results not only to origination of discrete levels of the channel conductivity, but also permits to describe the processes of activation and inactivation of the channel. It is also shown that the bistable regime of channel functioning may be realized only for parameters change in a specified intervals.

К шестидесятилетию со дня рождения
Юрия Сергеевича Чилингаряна



Исполнилось 60 лет со дня рождения и более 35 лет научно-педагогической деятельности известного физика-экспериментатора, академика Национальной Академии наук Республики Армении, доктора физико-математических наук, профессора, декана физического факультета и заведующего кафедрой оптики Ереванского государственного университета Юрия Сергеевича Чилингаряна.

Ю.С.Чилингарян родился в 1938г. в Ереване в семье служащих. В 1955г. поступил на физико-математический факультет Ереванского государственного университета по специальности "физика", в 1960г. окончил физический факультет ЕГУ и был оставлен на работу в качестве ассистента. Его дальнейшей научной деятельностью в Московском государственном университете по нелинейной оптике руководили выдающиеся ученые − профессор С.А.Ахманов и академик Р.В.Хохлов. Уже в первых экспериментальных работах по исследованию нелинейно-оптических эффектов в жидкостях Ю.С.Чилингаряном был получен ряд результатов, носящих приоритетный характер. В частности, им впервые было доказано, что, в отличие от спонтанного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, при вынужденном эффекте отсутствует антистоксовое рассеяние. Впервые была исследована самофокусировка неоднородных по сечению лазерных пучков и доказано существование оптимального радиуса самофокусирующегося пучка. В 1968г. им была защищена кандидатская диссертация на тему "Экспериментальное исследование вынужденного рассеяния и самофокусировки света в жидкостях". С 1968г. Ю.С.Чилингарян занимается нестационарными нелинейными явлениями в кристаллах, исследует генерацию второй гармоники в кристаллах дигидрофосфата калия и йодата лития, создает уникальную установку, позволяющую наблюдать спектрально-пространственно-временную картину развития нелинейных эффектов при взаимодействии пикосекундных лазерных импульсов со средой и проводит первые исследования по наблюдению нестационарного вынужденного поляритонного рассеяния в йодате лития. В этот период он возглавляет проблемную лабораторию радиационной физики ЕГУ.

С 1972г. Ю.С.Чилингарян занимает должность заведующего кафедрой оптики ЕГУ. Он начинает заниматься вопросами взаимодействия лазерного излучения со статистически неупорядоченными средами, в частности, жидкими кристаллами (ЖК). Пионерские работы Ю.С.Чилингаряна по генерации второй оптической гармоники в нематических жидких кристаллах позволили воссоздать картину учета симметрийных аспектов этого процесса в зависимости от параметра упорядочения. Велик вклад Ю.С.Чилингаряна в исследование индуцированных лазерным излучением фазовых переходов в ЖК. Им создано новое научное направление по исследованию структурных фазовых переходов в конденсированной среде под воздействием излучения в отсутствие температурных изменений. Исследования привели к обнаружению сильных нелинейностей ЖК: было обнаружено, что нелинейности жидких кристаллов и время их установления на девять порядков превосходят соответствующие параметры, присущие таким общеизвестным нелинейным средам, как, например, сероуглерод. Эти результаты и перспективы их развития обобщены в обзоре, напечатанном в УФН в соавторстве с Г.А.Ляховым и С.М.Аракеляном. В 1984г. Ю.С.Чилингарян защищает докторскую диссертацию, в том же году совместно с С.Аракеляном издает первую в мире монографию "Нелинейная оптика жидких кристаллов" (Москва,"Наука").

С 1985г. Ю.Чилингарян еще более расширяет круг своих интересов и исследований, включив в него изучение поверхностных волн, разработку физических принципов создания оптических элементов и систем с бистабильными и мультистабильными характеристиками на основе ЖК, исследование различных сценариев перехода к хаосу. Им получен ряд фундаментальных результатов по сильным оптическим нелинейностям порогового типа конденсированной среды, неустойчивостям и мультистабильностям при нелинейных волновых взаимодействиях. В последние годы он занимается также такими проблемами, как акусто- и светогидродинамика изотропных и анизотропных жидкостей, нелинейные волновые процессы в поверхностных структурах. Признанием научных заслуг Ю.С.Чилингаряна явилось его избрание в 1996г. академиком Национальной академии наук Армении.

Благодаря его деятельности кафедра оптики Ереванского госуниверситета стала авторитетным научным центром, признанным мировым научным сообществом. Сегодня можно говорить о созданной академиком Ю.С.Чилингаряном научной школе: среди его учеников 3 доктора и 10 кандидатов наук.

Ю.С.Чилингарян является автором более 200 научных работ. Отражением большого научного авторитета Ю.С.Чилингаряна является также его участие с приглашенными докладами на международных конференциях и симпозиумах, проводимых в области когерентной и нелинейной оптики. Первое Всесоюзное научное совещание "Взаимодействие лазерного излучения с жидкими кристаллами" было организовано Ю.С.Чилингаряном в Дилижане в 1978г., он был одним из организаторов Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике в Ереване в 1967г. и Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике в 1982г.

В своей деятельности Ю.С.Чилингарян уделял также большое внимание прикладным исследованиям. Уже к концу 70-ых годов синтезированные под его руководством многокомпонентные сверхчистые стекла послужили основой для создания двухсердцевинных оптических волокон, которые играют большую роль в создании волоконно-оптических датчиков. По этим работам Ю.С.Чилингарян имеет девять авторских свидетельств в области оптоэлектроники и волоконной оптики.

В 1985г. Ю.С.Чилингарян был избран деканом физического факультета. По его инициативе и под его руководством на факультете организована группа особо одаренных студентов, разработана и внедрена в учебный процесс программа учебного цикла "Компьютерные методы в физике", организована подготовка студентов по целому ряду новых специализаций, разработан учебный план бакалавриата и магистратуры. Ю.С.Чилингаряна в работе отличают принципиальность, доброжелательность, отзывчивость. Он создал на факультете атмосферу коллективизма, научного творчества, инициативности.

В настоящее время Ю.С.Чилингарян – заместитель председателя правления Армянского общества физиков, член проблемного совета по физике НАН РА и специализированного совета по защите диссертаций по физике.

Поздравляя Юрия Сергеевича Чилингаряна с 60-летним юбилеем, редколлегия, его коллеги и ученики желают ему крепкого здоровья, новых успехов в науке и значительных достижений в благородном деле подготовки научных кадров.

Редколлегия

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

CONTENTS

СОДЕРЖАНИЕ

Отпечатано на копи-принтере Rex Rotary CP1280
фирмы RICOH

Заказ №19. Тираж 200.
Сдано в набор 3.07.98. Подписано к печати 10.09.98.
Печ. л. 4. Бумага KYM-ultra. Цена договорная.

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