

ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
Вил. М. Арутюнян
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
В. О. Папанян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳԻՒ

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

EDITORIAL BOARD

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

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

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

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

УДК 535.14

КРИТИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ И КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ

С. Т. ГЕВОРКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 18 июня 1997 г.)

Для процесса внутрирезонаторной генерации третьей гармоники в положительном P -представлении численно исследованы совместные флуктуации числа фотонов и фаз. Показано, что правее точки бифуркации оптической системы третью гармонику наиболее вероятно регистрировать в двух состояниях, с одинаковой вероятностью в каждой из них (суперпозиционное состояние). Время осцилляции между этими состояниями порядка времени жизни фотона в объеме резонатора. Показано, что функция совместного распределения фаз фундаментальной моды и третьей гармоники имеет провал, размеры которого увеличиваются при удалении системы от точки бифуркации вправо.

1. Введение

Внутрирезонаторная генерация третьей гармоники (ГТГ) в $\chi^{(3)}$ кристаллах или в атомарных средах является интересным объектом исследования квантовых шумов в нелинейных оптических процессах. Впервые квантовая теория ГТГ в положительном P -представлении [1] была развита в работе [2], где исследован спектр амплитудного сжатия фундаментальной моды и третьей гармоники. Было показано, что эффект сжатия для генерации третьей гармоники составляет 90%, что превышает сжатие для процесса генерации второй гармоники (около 50% [3,4]).

Квантовые флуктуации в нелинейной $\chi^{(3)}$ среде для процесса третьей субгармоники впервые теоретически исследованы в работе [5]. Здесь методом квантовых траекторий [6] вычислена функция Вигнера для третьей субгармоники. Показано, что эта функция представляет некогерентную смесь четырех состояний. Вычислено время диффузии между этими состояниями.

Настоящая работа является органическим продолжением [2]. Здесь исследуются флуктуации третьей гармоники и фундаментальной моды правее точки бифуркации Хопфа оптической системы. С этой целью с помощью численного решения уравнений Ланжевена для оптической системы вычислены функции совместного распределения числа фотонов и фаз взаимодействующих мод.

2. Основные уравнения

Мы рассматриваем модель генерации третьей гармоники внутри двухмодового резонатора. Нелинейная среда помещена в резонатор, который настроен на частотах фундаментальной моды ω_1 и третьей гармоники $\omega_2 = 3\omega_1$. Полагаем, что фундаментальная мода резонансно возбуждается внешним классическим полем. Учитывается затухание мод через одно из зеркал резонатора. Гамильтониан, описывающий такое взаимодействие, может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{aligned} H &= \hbar\omega_1 a_1^\dagger a_1 + 3\hbar\omega_1 a_2^\dagger a_2 + H_{\text{int}} + H_{\text{loss}}, \\ H_{\text{int}} &= i\hbar\chi(a_1^3 a_2^\dagger - a_1^\dagger a_2^3) + i\hbar(Ee^{-i\omega_1 t} a_1^\dagger - E^* e^{i\omega_1 t} a_1), \\ H_{\text{loss}} &= a_1 \Gamma_1^\dagger + a_1^\dagger \Gamma_1 + a_2 \Gamma_2^\dagger + a_2^\dagger \Gamma_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $a_i^\dagger, a_i$ ($i=1,2$) — операторы рождения и уничтожения фотонов фундаментальной моды и третьей гармоники, χ — коэффициент связи между модами, пропорциональный нелинейной восприимчивости среды $\chi^{(3)}$, E — классическая амплитуда поля возмущения с частотой ω_1 , $\Gamma_i, \Gamma_i^\dagger$ — операторы термостатов соответствующих мод, которые определяют коэффициенты затухания мод резонатора γ_1, γ_2 на частотах ω_1, ω_2 соответственно.

Из гамильтониана (1), после адиабатического исключения операторов резервуаров в положительном P -представлении, получаем следующие уравнения Ланжевена [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} &= E - \gamma_1 \alpha_1 - 3\chi \beta_1^2 \alpha_2 + \sqrt{-6\chi \beta_1 \alpha_2} \xi_1(t) + \sqrt[3]{-6\chi \alpha_2} \eta_1(t), \\ \frac{\partial \beta_1}{\partial t} &= E^* - \gamma_1 \beta_1 - 3\chi \alpha_1^2 \beta_2 + \sqrt{-6\chi \alpha_1 \beta_2} \xi_2(t) + \sqrt[3]{-6\chi \beta_2} \eta_2(t), \\ \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} &= -\gamma_2 \alpha_2 + \chi \alpha_1^3, \\ \frac{\partial \beta_2}{\partial t} &= -\gamma_2 \beta_2 + \chi \beta_1^3. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь β_i, α_i — независимые стохастические переменные, соответствующие медленно меняющимся во времени операторам амплитуд $a_i^\dagger, a_i$. Отличными от нуля корреляционными функциями для шумовых членов $\xi_1(t), \xi_2(t)$ и $\eta_1(t), \eta_2(t)$ являются

$$\begin{aligned} \langle \xi_1(t) \xi_1(t') \rangle &= \langle \xi_2(t) \xi_2(t') \rangle = \delta(t-t'), \\ \langle \eta_1(t) \eta_1(t') \eta_1(t'') \rangle &= \langle \eta_2(t) \eta_2(t') \eta_2(t'') \rangle = \delta(t-t') \delta(t'-t''). \end{aligned} \quad (3)$$

Система уравнений (2) для больших времен ($\gamma_1 t \gg 1, \gamma_2 t \gg 1$) имеет устойчивые стационарные решения для числа фотонов и фаз

$$n_j = \alpha_j \beta_j, \quad \phi_j = -\frac{1}{2i} \ln \left(\frac{\alpha_j}{\beta_j} \right) \quad (j=1,2) \quad (4)$$

лишь в случае слабых полей возмущения $|E| < |E_{cr}|$. Здесь E_{cr} (точка бифуркации Хопфа) определяется следующей формулой [2]:

$$\varepsilon_{cr} = \frac{1}{\sqrt[4]{6k}} \left\{ (1+r)^{1/4} + \frac{1}{2} (1+r)^{5/4} \right\}, \quad (5)$$

где

$$r = \gamma_2 / \gamma_1, \quad k = \chi^2 / \gamma_1 \gamma_2, \quad \varepsilon = |E| / \gamma_1. \quad (6)$$

В случае возмущения $|E| > |E_{cr}|$ малые флуктуации фаз фундаментальной моды и третьей гармоники в течение времени не затухают. Система теряет устойчивость вблизи стационарных решений уравнений (2) без шумовых членов. В этом случае классические решения для числа фотонов переходят в режим автоколебания. Вследствие вышесказанного в области $|E| > |E_{cr}|$ (область неустойчивости) неправильными являются квантовые решения для числа фотонов, которые получаются с помощью разложения системы уравнений (2) по малым шумам [7].

Наше вычисление основано на моделировании шумовых источников $\xi_1(t)$, $\xi_2(t)$, $\eta_1(t)$, $\eta_2(t)$ и на этой основе получении ансамбля численных реализаций системы уравнений (2).

3. Совместные флуктуации числа фотонов и фаз

Обратимся к вычислению плотности совместного распределения числа фотонов и фазы для третьей гармоники. Эту величину мы вычисляем с помощью следующей формулы [8]:

$$P(n_2, \phi_2, t) = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \Delta n_2 \rightarrow 0, \Delta \phi_2 \rightarrow 0}} \left(\frac{S_N(t)}{N} \right). \quad (7)$$

Здесь $P(n_2, \phi_2, t)$ — функция распределения в момент времени t , $S_N(t)$ — число тех реализаций, которые в момент времени находятся в элементе фазового пространства $\Delta n_2 \Delta \phi_2$ (с точкой n_2, ϕ_2 внутри), N — число реализаций в ансамбле.

На рис.1 приведена плотность вероятности совместного распределения $P(\text{Re } n, \text{Re } \phi, \gamma t = 9,5)$ числа фотонов и фазы для третьей гармоники в момент времени $\gamma t = 9,5$ для значений параметров, при которых критическое возмущение равно $E_{cr} / \gamma = 270$. Функция была вычислена для случая гауссовских распределений начальных стохастических амплитуд:

$$\alpha_j(0) = \sqrt{-\ln x_j} \cos(2\pi y_j) + i \sqrt{-\ln x_j} \sin(2\pi y_j),$$

$$\beta_j(0) = \sqrt{-\ln x_j} \cos(2\pi y_j) - i \sqrt{-\ln x_j} \sin(2\pi y_j), \quad (j=1,2) \quad (8)$$

где x_j, y_j — независимые случайные числа, равномерно распределенные в интервале $(0 \dots 1)$. В частности, для этих амплитуд имеем

$$\langle \alpha_i(0) \rangle = \langle \beta_i(0) \rangle = 0, \quad \langle \beta_i(0) \alpha_j(0) \rangle = \delta_{ij}. \quad (9)$$

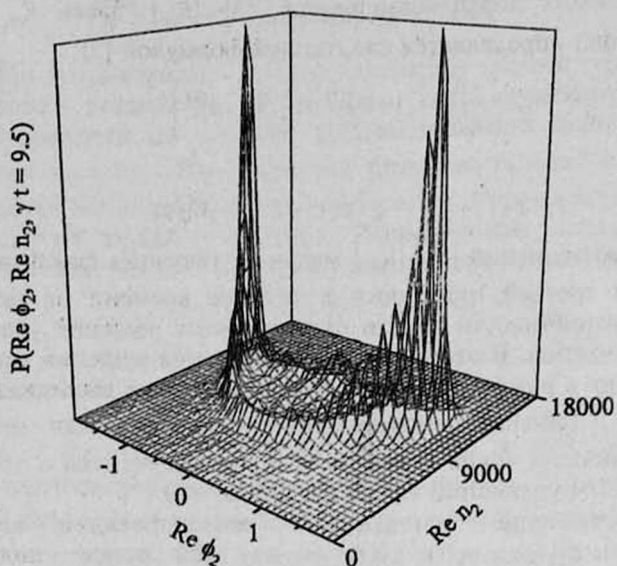


Рис.1. Функция совместного распределения числа фотонов и фазы для третьей гармоники в момент времени $\gamma t = 9.5$. Функция вычислена с помощью 50 000 независимых траекторий уравнений (2) в случае начальных гауссовских состояний обеих мод и для значений параметров $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, $E/\gamma = 380$, $k = 10^{-9}$.

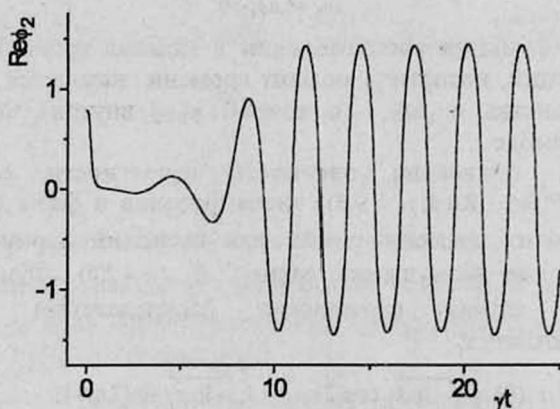


Рис.2. Реализация фазы третьей гармоники для случая $\alpha_k(0) = 1+i$, $\beta_k(0) = 1-i$ ($k = 1, 2$) и для значений параметров рис.1.

Функция распределения симметрична относительно нулевой фазы (фазы классического поля возмущения) и имеет два пика. В этом случае наиболее вероятно регистрировать систему в двух состояниях (суперпозиционное состояние [9]) с одинаковой вероятностью в каждой

из них. В этих состояниях третья гармоника имеет противоположные знаки фаз и одинаковые значения числа фотонов. Происходит осцилляция поля третьей гармоники между этими состояниями (см. рис.2). Время перехода из одного состояния в другое порядка времени жизни фотона этой моды в объеме резонатора.

4. Согласование фаз между модами

В этом разделе исследуются совместные флуктуации фаз фундаментальной моды и третьей гармоники правее точки бифуркации оптической системы. С этой целью вычисляется функция совместного распределения фаз этих мод $P(\phi_1, \phi_2, t)$. Метод вычисления функции аналогичен приведенному в разделе 3. Эта функция характеризует фазовое согласие между взаимодействующими модами. Левее от критической точки, где система имеет устойчивые стационарные полуклассические решения для числа фотонов $n_k^{(s)}$ ($k=1,2$) и фаз $\phi_1^{(s)} = \phi_2^{(s)} = 0$, фазовые флуктуации значительно меньше единицы (область стабильной генерации третьей гармоники). В этом случае наиболее вероятные значения пары фаз совпадают с полуклассическими значениями этих величин.

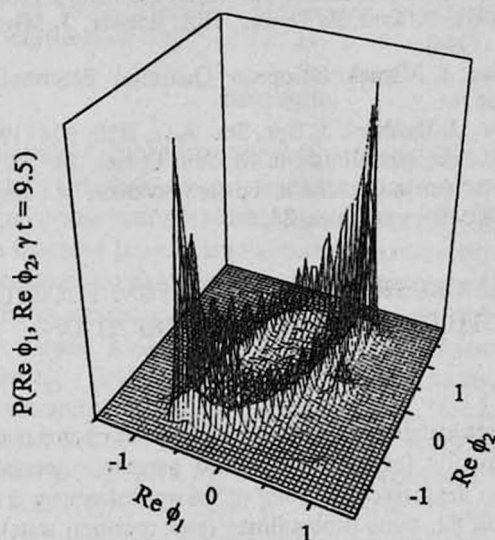


Рис.3. Плотность совместного распределения фаз фундаментальной моды и третьей гармоники в момент времени $\gamma t = 9.5$. Функция вычислена с помощью 50 000 траекторий уравнений (2) в случае начальных гауссовских состояний обеих мод и для значений параметров рис.1.

Плотность совместного распределения фаз взаимодействующих мод $P(\text{Re } \phi_1, \text{Re } \phi_2, \gamma t = 9.5)$ правее критической точки приведена на рис.3. В этой области фазовые флуктуации становятся порядка единицы.

События в некоторой области, окружающей точку ($\phi_1 = 0, \phi_2 = 0$) (эта точка определяет фазовый синхронизм в классических решениях), имеют нулевую вероятность реализации. Функция имеет два пика. Наиболее вероятно регистрировать систему в двух состояниях с одинаковой вероятностью в каждой из них. В каждом из этих состояний третья гармоника и фундаментальная мода принимают одинаковые знаки фаз относительно фазы поля возмущения. При приближении системы к точке бифуркации справа ($E \rightarrow E_{cr}$) вышеуказанная область уменьшается и в критической точке вместо провала вокруг значений ($\phi_1 = 0, \phi_2 = 0$) получаем острый пик в этой точке.

Таким образом, в работе показана возможность получения квантовых суперпозиционных состояний при генерации третьей гармоники.

Автор выражает благодарность проф. Р. Грахаму за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом 96-775 Армянского фонда фундаментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.В. Гардинер. Стохастические методы в естественных науках. М., Мир, 1986.
2. S.T. Gevorkyan, G.Yu. Kruchkyan, K.V. Kheruntsyan. Opt. Comm., 134, 440 (1997).
3. P. Kurz, R. Rachotta, K. Fiedler, A. Sizmann, J. Mlynek. Europhys. Lett., 24, 449 (1993).
4. R. Rashotta, M. Collett, P. Kurz, K. Fiedler, H.A. Bachor, J. Mlynek. Phys. Rev. Lett., 72, 3807 (1994).
5. T. Felbinger, S. Sciller, J. Mlynek. European Quantum Electronics Conference. Hamburg, p.102, 1996.
6. K. Molmer, Y. Gustin, J. Dalibard. J. Opt. Soc. Am., B10, 524 (1992).
7. S.T. Gevorkyan, W.A. Maloyan. Journ. of Modern Optics, 44, 1443 (1997).
8. Ф.М. Куни. Статистическая физика и термодинамика. М., Наука, 1981.
9. E. Schroedinger. Naturwissenschaften, 23, 807 (1935).

CRITICAL PHENOMENON AND QUANTUM FLUCTUATIONS IN THIRD HARMONIC GENERATION

S. T. GEVORKYAN

In the positive P-representation the joint fluctuations of photon numbers and phases were investigated numerically for intracavity third harmonic generation. The third harmonic at the right from the bifurcation point of the optical system is most probably to register at two states with the same probabilities (superposition state). The oscillation time of the system between these states has the same order of magnitude with the photon lifetime in cavity. In the joint distribution function of fundamental mode phases and third harmonic there is a dip, which size increases with removing of the system to the right from the bifurcation point.

УДК 535.338.32

ИЗМЕРЕНИЕ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО САМОУШИРЕНИЯ АТОМНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ

А. В. ПАПОЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 августа 1997 г.)

Разработан метод для прямого измерения столкновительного самоуширения резонансных линий плотных атомарных паров с помощью спектров селективного отражения. Экспериментальная реализация для случая резонансных D_1 и D_2 линий Rb подтверждает применимость предложенной методики. Отклонение экспериментально измеренных значений от теоретических составляет не более 20 % в интервале атомных плотностей $7 \cdot 10^{16} - 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Введение

Определение столкновительного уширения атомных резонансных линий важно как для выявления механизмов столкновения в атомных средах, так и для применений в лазерной спектроскопии и нелинейной оптике. Однако прямое измерение столкновительного уширения хорошо известными методами возможно только для разреженных газов, где $\alpha l \leq 1$ (α — коэффициент поглощения, l — длина поглощающей среды). В случае плотных газов измерения методами прохождения света существенно затруднены. Тем временем в плотных газах, где приближение бинарных столкновений начинает терять силу, можно ожидать новых типов межатомных взаимодействий, которые могут вызвать изменение столкновительного уширения линий. Математически это условие может быть выражено как $N\rho_w^3 \geq 1$, где N — плотность атомов газа, а ρ_w — радиус Вайскопфа для диполь-дипольного взаимодействия.

Спектроскопические исследования плотных газов (в частности, плотных паров металлов) можно успешно проводить, используя схему селективного отражения (СО), когда луч света испытывает зеркальное отражение от границы газа и диэлектрического окна в области атомных резонансных переходов [1-4]. В настоящей работе мы использовали технику СО для определения столкновительного самоуширения резонансных D_1 и D_2 линий плотных атомарных паров рубидия.

Метод селективного отражения

Рассмотрим случай нормального падения света на плоскую

границу раздела между материалом диэлектрического прозрачного окна с показателем преломления n_w (который можно принять не зависящим от частоты света) и резонансной средой с комплексным показателем преломления $\bar{n} = n(1 - ik)$. Выражение для коэффициента отражения, согласно [5], есть

$$R = \frac{(n/n_w - 1)^2 + (\kappa/\kappa_w)^2}{(n/n_w + 1)^2 + (\kappa/\kappa_w)^2}. \quad (1)$$

Принимая во внимание, что $\bar{n}^2 = \bar{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon''$, где ϵ' и ϵ'' — действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости $\bar{\epsilon}$, и используя выражение для n и κ из [5], можно написать

$$R = \frac{(\sqrt{\epsilon' + \sqrt{(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2}} - \sqrt{2}n_w)^2 - \epsilon' + \sqrt{(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2}}{(\sqrt{\epsilon' + \sqrt{(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2}} + \sqrt{2}n_w)^2 - \epsilon' + \sqrt{(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2}}. \quad (2)$$

Для изолированных резонансных линий газов (включая плотные газы)

$$\bar{\epsilon}(\omega) = 1 + \frac{4\pi e^2 f N}{m\omega_0(\omega_0 - \omega + \Delta\omega_L - i\Gamma)}. \quad (3)$$

Здесь e и m — заряд и масса электрона, f и ω_0 — сила осциллятора и резонансная частота атомного перехода, ω — частота света,

$$\Delta\omega_L = -\frac{4\pi e^2 f N}{3m\omega_0} \quad (4)$$

— красное лоренцево смещение, обусловленное локальными полями [4], и

$$\Gamma = \gamma_{nat} + \gamma_{self} + \gamma_{buf} \quad (5)$$

— однородное уширение резонансной линии, включающее радиационную ширину (γ_{nat}), столкновительное самоуширение (γ_{self}) и уширение, обусловленное столкновениями с атомами буферного газа (γ_{buf}). Согласно [6],

$$\gamma_{self} = \frac{4\pi e^2 f}{m\omega_0} \sqrt{\frac{2J_g + 1}{2J_e + 1}} N \quad (6)$$

(полная ширина на полувысоте), где J_g и J_e — квантовые числа угловых моментов основного и возбужденного состояний соответственно.

Заметим, что уравнение (3) эквивалентно уравнению Лоренц-Лоренца

$$\frac{\bar{\epsilon} - 1}{\bar{\epsilon} + 2} = \frac{4\pi}{3} N \bar{\alpha}, \quad (7)$$

где $\bar{\alpha}$ представляет комплексную поляризуемость атомов. Разделяя действительную (ϵ') и мнимую (ϵ'') части в уравнении (3), получим

$$\epsilon'(\omega) = 1 + \frac{4\pi e^2 f N}{m\omega_0} \frac{\omega_0 - \omega + \Delta\omega_L}{(\omega_0 - \omega + \Delta\omega_L)^2 + \Gamma^2}, \quad (8)$$

$$\epsilon''(\omega) = \frac{4\pi e^2 f N}{m\omega_0} \frac{\Gamma}{(\omega_0 - \omega + \Delta\omega_L)^2 + \Gamma^2}. \quad (9)$$

Подстановка (8) и (9) в уравнение (2) дает выражение для зависящего от частоты коэффициента отражения $R(\omega)$. Эта зависимость асимметрична, с минимумом на красном крыле резонансной линии и максимумом (более выраженным) на синем крыле (см. рис. 1).

Вышеизложенные результаты показывают, что имея экспериментальную зависимость коэффициента отражения от частоты, почти непосредственно можно определить спектроскопические параметры атомного газа, включая силу осциллятора, столкновительное уширение, плотность атомов и т. д. Следует отметить, что метод СО работает даже при наивысших достижимых плотностях атомов, когда глубина проникновения резонансного света в среду меньше, чем длина волны. Однако, насколько нам известно, было проведено лишь несколько экспериментов по СО в плотных парах ($\gamma_{self} \gg \gamma_{nat}$) — по определению лоренцева красного сдвига [4] и по магнито-оптическим исследованиям [7]. В настоящей работе мы также ограничимся случаем плотных паров без примеси буферного газа ($\gamma_{buf} = 0$), так что в (5) $\Gamma = \gamma_{self}$.

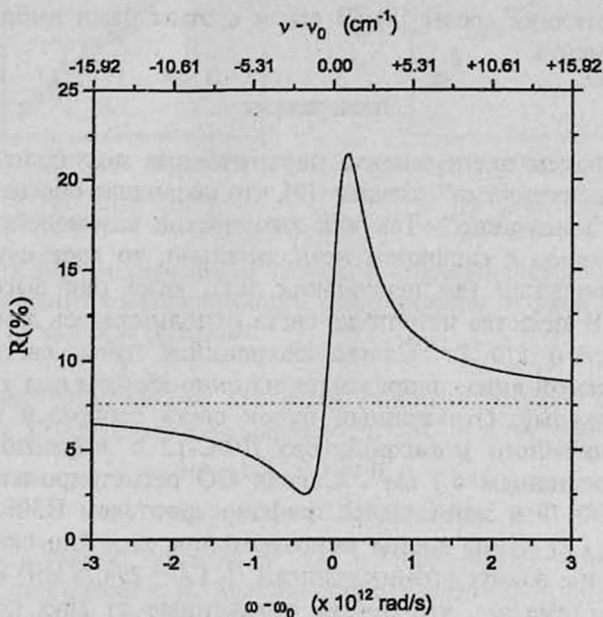


Рис.1. Спектр селективного отражения для D_2 линии Rb при плотности паров $N = 2,65 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Пунктирная линия показывает коэффициент отражения поверхности сапфир-вакуум (7,58 %).

Положения экстремумов $R(\omega)$ зависят от N . Хотя аналитическое выражение для производной $dR(\omega)/d\omega$ получается довольно сложным, численные расчеты показывают, что частотное расстояние $\Delta\omega_{mm}$ между максимумом и минимумом R линейно зависит от N , более того, $\Delta\omega_{mm} \sim 2\Gamma$. Отношение максимального значения R к минимальному для D -линий атомарных паров щелочных металлов составляет 4–5 (D_1) и 8–9 (D_2), независимо от N , что легко регистрировать в эксперименте.

Таким образом, зная значения ω_0 , f , N , J_g и J_e и используя

уравнения (2), (8) и (9), можно определить теоретическое значение $\Delta\omega_{mm}$ и коэффициент пропорциональности $\Delta\omega_{mm} \sim \gamma_{self}$ (предполагая, что выражение (6) имеет силу для данного N). С другой стороны, зависимость $\Delta\omega_{mm}$, а значит и γ_{self} , от N может быть измерена в эксперименте. Отклонение экспериментальной зависимости $\gamma_{self}(N)$ от теоретической может дать информацию о видоизменении механизма межатомного взаимодействия в плотных парах.

Имеются две возможные схемы эксперимента. Первая – используя широкополосный источник света (например, лампу накаливания), исследовать спектр СО посредством спектрометра. Вторая – используя излучение узкополосного перестраиваемого лазера, сканировать частоту в резонансной области, регистрируя интенсивность сигнала СО при каждом значении частоты (без какого-либо спектрального прибора). Отметим, что спектральная интенсивность падающего света должна поддерживаться на возможно низком уровне во избежание искажения спектра СО из-за существенного заселения возбужденного состояния и нелинейного отклика среды [8]. В связи с этим нами выбрана первая схема эксперимента.

Эксперимент

В настоящем эксперименте пары рубидия получались в сапфировой кювете с “горячими” окнами [9], что позволяло обеспечивать резкую границу “пары-окно”. Так как химическое взаимодействие паров щелочных металлов с сапфиром незначительно, то срок службы таких кювет очень большой (до нескольких лет), даже при высоких плотностях паров. В качестве источника света использовалась лампа накаливания мощностью 170 Вт. Слегка сходящийся пучок света, сформированный системой линз, направлялся на окно кюветы под углом, близким к нормальному. Отраженный пучок света собирался на входной щели дифракционного монохроматора ДФС-12 с эффективным спектральным разрешением $0,2 \text{ см}^{-1}$. Сигнал СО регистрировался фотоумножителем ФЭУ-79 и записывался графопостроителем Н306. Для получения спектра СО длина волны монохроматора линейно сканировалась в области $1,87 \text{ нм}$ вокруг атомных линий D_1 ($\lambda = 794,76 \text{ нм}$) или D_2 ($\lambda = 780,02 \text{ нм}$) Rb. Заметим, что пучки, отраженные от двух поверхностей окна кюветы (воздух-сапфир и сапфир-пары) не разделялись пространственно друг от друга, что обуславливало постоянный фон на сигнале СО ($\approx 7.6\%$) из-за отражения от внешней поверхности.

Спектры СО записывались при различных плотностях N паров Rb в области $7 \cdot 10^{16} - 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При более низких плотностях ширина спектра СО становится сравнимой со спектральным разрешением монохроматора, а при более высоких плотностях (т.е. при $T > 470^\circ\text{C}$) была угроза расплавить небольшой стеклянный отросток на теле сапфировой кюветы. Определение величины N производилось следующим образом. Градуированной термпарой “хромель-алюмель” измерялась температура в самой холодной части кюветы и по имеющимся в литературе таблицам [10] определялось давление насыщенных паров. Соответствующие значения плотности паров рассчитывались согласно известному выражению для идеального газа:

$$N = \frac{P}{kT}, \quad (10)$$

где p — давление паров, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Отметим, что более корректное выражение для N должно учитывать поправочные параметры, описывающие притягивающий и отталкивающий механизмы межатомного взаимодействия. К сожалению, эти параметры для паров Rb в литературе не найдены.

В исследуемой области температур пары содержат небольшой процент димеров Rb_2 , которые, однако, не могут существенно изменить спектр СО из-за нерезонансной природы взаимодействия $Rb-Rb_2$ (сечение последнего примерно в 100 раз меньше, чем в случае $Rb-Rb$).

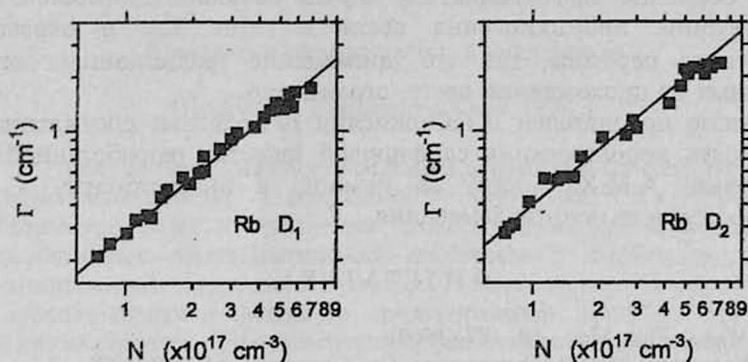


Рис.2. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) зависимости столкновительного самоуширения от плотности паров Rb для D_1 и D_2 линий.

Анализ зависимости $R(\omega)$ для границы “сапфир-пары Rb”, рассчитанной с использованием выражений (2), (8) и (9), показывает, что

$$\Delta\omega_{mm}(D_1) = 2,334\gamma_{self}(D_1), \quad (11)$$

$$\Delta\omega_{mm}(D_2) = 2,622\gamma_{self}(D_2) \quad (12)$$

во всей исследуемой области N , т.е. измерение частотного расстояния между максимальным и минимальным значениями $R(\omega)$ (см. рис.1) непосредственно дает величину столкновительного самоуширения. Экспериментальные зависимости $\gamma_{self}(N)$ представлены на рис.2 для атомных линий D_1 и D_2 Rb вместе с теоретическими зависимостями, рассчитанными согласно (6). Разброс экспериментальных данных в $\approx 20\%$ вокруг теоретических значений Γ обусловлен в основном тепловыми конвекциями воздуха вблизи окна нагретой кюветы, а также отношением сигнал-шум в системе регистрации. Заметим, что доплеровское уширение линий в условиях настоящего эксперимента не превышает $0,03 \text{ см}^{-1}$, что не может сказаться на экспериментальных результатах.

Из приведенных графиков можно заключить, что в указанном диапазоне плотностей отклонение от приближения бинарных столкновений, описываемых выражением (6), еще не наблюдается. Следует отметить, что целью настоящей работы являлось скорее обоснование применимости предложенного метода селективного

отражения, чем выявление видоизменения механизма межатомного взаимодействия в плотных парах.

Заключение

Измеряя частотное расстояние между экстремумами экспериментально полученного спектра селективного отражения на границе раздела "диэлектрическое окно-пары металла", можно непосредственно определить величину столкновительного самоуширения атомных резонансных линий. Теми же измерениями можно получить также значения силы осциллятора, плотности паров, однородного уширения буферным газом, лоренцев красный сдвиг спектральной линии и т.д. Описанная техника особенно эффективна для случая больших плотностей паров, когда глубина проникновения света в пары $\leq \lambda$ в окрестности резонансного перехода, так что применение традиционных методов, основанных на прохождении света, ограничено.

Автор признателен Д.Г.Саркисяну за полезные обсуждения и за возможность использования сапфировой кюветы, разработанной в его лаборатории, А.М.Ханбекяну за помощь в эксперименте, а также М.Е.Мовсисяну за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.W. Wood. *Phil. Mag.*, **18**, 187 (1909).
2. J.P. Woerdman, M.F.H. Schuurmans. *Opt. Commun.*, **14**, 248 (1975).
3. S. Le Boiteux, P. Simoneau, D. Bloch, M. Ducloy. *J. Phys. B*, **20**, L149 (1987).
4. J.J. Maki, M.S. Malcuit, J.E. Sipe, R.W. Boyd. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 972 (1991).
5. W.J. Condell, H.J. Mandelberg. *J. Opt. Soc. Am.*, **54**, 973 (1964).
6. E.L. Lewis. *Phys. Rep.*, **58**, 1 (1980).
7. H. van Kampen, A.V. Papoyan, V.A. Sautenkov, P.H.A.M. Castermans, E.R. Eliel, J.P. Woerdman. *Phys. Rev. A*, **56**, 310 (1997).
8. V.A. Sautenkov, H. van Kampen, E.R. Eliel, J.P. Woerdman. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3327 (1996).
9. D.H. Sarkisyan, A.V. Papoyan. *Appl. Opt.*, **35**, 3207 (1996).
10. Ch. Shang-Yi. *Phys. Rev.*, **58**, 884 (1940).

MEASUREMENT OF COLLISIONAL SELF BROADENING OF ATOMIC RESONANCE LINES IN SELECTIVE REFLECTION EXPERIMENT

A. V. PAPOYAN

A method is developed to measure directly the collisional selfbroadening rate for a dense atomic vapor from selective reflection spectra. Experimental realization for the atomic D_1 and D_2 resonance lines of Rb confirms a validity of the proposed technique. The deflection of experimentally measured values is not more than 20% from theoretically predicted ones in the atomic number density range of $7 \cdot 10^{16} - 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

УДК 538.2

ИСКУССТВЕННЫЕ ОДНОПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ, ДВУХСПИРАЛЬНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ГИРОТРОПНЫЕ СРЕДЫ

О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 мая 1996г.)

Обсуждена возможность создания искусственных сред, обладающих однопреломлением, спиральной структурой в отношении диэлектрических и магнитных свойств одновременно и магнитным механизмом пространственной дисперсии в первом порядке по компонентам волнового вектора. Рассмотрено распространение электромагнитной волны в двухспиральной среде в присутствии гиروهлектрической и гиромагнитной магнитооптических активностей.

1. Введение

Известен ряд электромагнитных свойств вещества, которые могут обнаруживаться им, но практическое осуществление которых затруднено из-за отсутствия соответствующих сред в естественном состоянии. В настоящее время уделяется немало внимания искусственным средам [1,2]. Ниже мы рассмотрим задачу осуществления искусственным путем ряда известных в настоящее время электромагнитных свойств, представляющих, на наш взгляд, физический и практический интерес.

Перечислим те среды и некоторые их характерные свойства, о которых идет речь.

А. Однопреломляющие среды. В монографии [3] рассмотрены анизотропные среды, у которых тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей ($\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$) связаны соотношением

$$\tilde{\mu}^{-1} = \alpha \hat{\epsilon}^{-1} \quad (1)$$

(тильдой обозначено транспонирование, α — скаляр). В случае диагональных тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$, приводимых к диагональному виду в одной и той же системе координат, соотношение (1) принимает вид

$$\epsilon_{xx} / \mu_{xx} = \epsilon_{yy} / \mu_{yy} = \epsilon_{zz} / \mu_{zz}. \quad (2)$$

Такие среды, как известно [3], должны обладать следующим необычным свойством: фазовая скорость волны не должна зависеть от поляризации, но должна зависеть от направления распространения; при этом в одном направлении распространяется одна волна (а не две волны, как в обычных анизотропных средах). Как указывает автор

монографии [3], это свойство — однопреломление — означает, что двойное преломление обусловлено не анизотропией $\hat{\epsilon}$ или $\hat{\mu}$, а разной анизотропией $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$. Добавим к этому уникальному свойству однопреломляющей среды и то, что однопреломление в средах с двойной спиральностью приводит к новым свойствам сред со спиральной структурой [4], вкратце описанных в пункте Б. Возможно, отсутствие широкого внимания к таким средам связано с тем, что они в естественном состоянии не обнаружены.

Б. Среда со спиральной структурой в отношении диэлектрических и магнитных свойств одновременно. Широко распространенные среды со спиральной структурой — ХЖК [5], обладают спиральностью в отношении диэлектрических свойств и не обладают ею в отношении магнитных свойств. Между тем средам, обладающим спиральной структурой в отношении диэлектрических и магнитных свойств одновременно, должны быть присущи новые особенности. Ряд таких особенностей рассмотрен в [6,7]. В частности, в отличие от ХЖК, в которых поворот плоскости поляризации сопутствует дифракционному отражению и объясняется им, возможно отсутствие поворота плоскости поляризации при наличии дифракционного отражения и отсутствие последнего при наличии поворота. Поворот плоскости поляризации состоит из двух слагаемых, одно из которых пропорционально $\Delta_\epsilon \Delta_\mu$, второе — $(\Delta_\epsilon - \Delta_\mu)^2$ (Δ_ϵ , Δ_μ — анизотропии диэлектрической и магнитной проницаемостей); зависимости поворота от частоты, а также от шага спирали у этих членов разные. В однопреломляющих спиральных средах отсутствует второе слагаемое, в ХЖК — первое, и поворот плоскости поляризации в присутствии однопреломления следует другой зависимости от длины волны и шага спирали по сравнению с ХЖК. Оптике сред с двойной спиральностью уделено внимание также в работе [8].

В. Магнитные гиротропные среды. Пространственная дисперсия (ПД) диэлектрической проницаемости в первом порядке по компонентам волнового вектора, обуславливающая естественную оптическую активность, заметна в видимой области длин волн. При переходе к областям более длинных волн эффекты ПД быстро затухают из-за малых значений отношения a/λ (a — характерные расстояния, на которые простирается поляризующее действие поля от данной точки, λ — длина волны), и в области сверхвысоких частот (СВЧ) практически не имеет смысла говорить о ПД диэлектрической проницаемости. В этой области, в которой вещество хорошо обнаруживает магнитные свойства, имеет место ПД магнитной проницаемости, однако она обычно начинается с квадратичных по компонентам волнового вектора членов [9] и поэтому не приводит к гиротропии.

Гиротропию в области СВЧ можно создать искусственным путем. Искусственные среды с зеркально-асимметричным распределением элементов простой формы имитируют кристаллическую гиротропию оптически активных сред [2]. В [10] рассмотрены искусственные среды, имитирующие молекулярную гиротропию; в них элементы ("молекулы") осуществляют пространственную дисперсию благодаря электропроводности элемента. Ниже мы рассмотрим искусственные среды, в гиротропию которых включается магнитный механизм

пространственной дисперсии.

Отметим, что искусственная гиротропия в области СВЧ представляет не только самостоятельный интерес, но и дает возможность воспроизвести в области СВЧ эффекты необратимости волн [11], исследованные для оптической области и имеющие место при одновременном присутствии гиротропии, обусловленной право-левой асимметрией среды, и магнитооптической активности, которая может создаваться простым наложением внешнего магнитного поля.

2. Геометрия элементов

В настоящем параграфе мы рассмотрим геометрию элементов, обеспечивающую указанные в предыдущем параграфе свойства искусственным путем.

А. Однопреломляющие среды. Как известно, эллипсоидальный образец из изотропного вещества обладает анизотропией [12]: дипольный (магнитный) момент, приобретаемый им во внешнем однородном электрическом (магнитном) поле, различен при различных ориентациях электрического (магнитного) поля относительно направлений осей эллипсоида. Поэтому среда, состоящая из эллипсоидальных элементов с одинаковой ориентацией полуосей и с хаотичным распределением их центров, будет представлять собой анизотропную среду (считается, что размеры и расстояния между соседними элементами малы по сравнению с длиной волны, распространяющейся в среде, чтобы ее можно было считать сплошной). Если отличны от нуля как диэлектрическая, так и магнитная восприимчивости вещества, из которого сделаны элементы, то среда будет анизотропной как в отношении диэлектрических свойств, так и магнитных.

Рассмотрим случай самый простой, но, тем не менее, отражающий суть сказанного: а именно, рассмотрим случай, когда можно пренебречь различием между полем, действующим на данный элемент, и усредненным полем. Тогда для диэлектрической и магнитной проницаемостей среды будем иметь:

$$\varepsilon_{\alpha\alpha} = 1 + \frac{(\varepsilon - 1)NV}{1 + (\varepsilon - 1)n^{(\alpha)}}, \quad \mu_{\alpha\alpha} = 1 + \frac{(\mu - 1)NV}{1 + (\mu - 1)n^{(\alpha)}}, \quad (3)$$

где ε, μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости изотропного вещества, из которого сделаны элементы, V — объем одного элемента, N — число последних в единице объема, $n^{(\alpha)}$ — коэффициент деполяризации вдоль оси α ($\alpha = x, y, z$; оси эллипсоидов параллельны осям x, y, z).

Так как в общем случае $n^{(x)}, n^{(y)}, n^{(z)}$ неодинаковы, то, согласно (3), среда анизотропна как в отношении диэлектрических свойств, так и магнитных. При $\varepsilon = \mu$ среда с параметрами (3) становится однопреломляющей:

$$\varepsilon_{xx} \neq \varepsilon_{yy} \neq \varepsilon_{zz}, \quad \mu_{xx} \neq \mu_{yy} \neq \mu_{zz}, \quad \varepsilon_{xx} / \mu_{xx} = \varepsilon_{yy} / \mu_{yy} = \varepsilon_{zz} / \mu_{zz}. \quad (4)$$

Б. Магнитные гиротропные среды. Для существования гиротропии, как известно [13, 14], необходима право-левая асимметрия структуры среды. Элемент из непроводящего магнитного вещества, рассматриваемый ниже, изображен на рис. 1. Гиротропия среды, состоящей из

хаотически ориентированных элементов такой формы, обусловлена их право-левой асимметрией. Будем придерживаться подхода к описанию гиротропии, в рамках которого гиротропия отражается в материальных уравнениях в зависимости индукций не только от полей, но и от их роторов [15,16]. Рассматривая, например, намагничение элемента в магнитном поле волны с компонентами H_ξ, H_ζ , для η -компоненты магнитного момента элемента приходим к следующему выражению;

$$m_\eta = \frac{\mu_{11}-1}{8\pi} \delta S_0 a (\text{rot} \mathbf{H})_\eta \quad (5)$$

($\delta \ll a$ — ширина щели, $S_0 = \pi b^2 < \pi a^2$, μ — магнитная проницаемость элемента вдоль своей оси, длина волны $\lambda \gg a$). Такая связь, после усреднения по хаотичным ориентациям осей ξ, η, ζ (которые жестко связаны с элементом) относительно лабораторной системы, при использовании переопределения $\mathbf{D}$ и $\mathbf{H}$ [15,17] приводит к материальным уравнениям в виде

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + \gamma_e \text{rot} \mathbf{E},$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \gamma_m \text{rot} \mathbf{H}, \quad (6)$$

описывающим гиротропную среду [15,16]. В γ_e и γ_m могут дать вклад также механизмы поляризации, которые не рассматриваем.

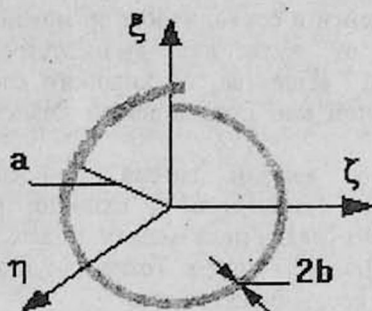


Рис.1

Аналогичными уравнениями описываются и среды с хаотически распределенными зеркально-асимметричными ячейками из рассеивающих центров простых форм [2].

В. Среда с двойной спиральной структурой. Такая среда получается, если эллипсоидам, рассмотренным в пункте А, дать ориентацию, аналогичную ориентации палочкообразных молекул в структуре ХЖК [5]. При пренебрежении взаимодействием между элементами, размеры и расстояния между которыми малы по сравнению с шагом спирали σ и длиной волны λ , распространяющейся в среде, тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют вид тензора диэлектрической проницаемости ХЖК (их явный вид приведен в (8)). При этом главные значения ϵ_1, ϵ_2 этих тензоров в локальной системе координат даются формулами (3). Если $\epsilon = \mu$ (в (3)), то полученная спиральная среда будет локально

однопреломляющей.

Можно осуществить также такую двухспиральную среду, в которой тензоры $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ не приводятся к диагональному виду в одной и той же локальной системе координат. Это имеет место, например, в случае, когда каждый элемент состоит из двух жестко связанных друг с другом эллипсоидов с диэлектрическими проницаемостями веществ (из которых сделаны эллипсоиды) ϵ_a , ϵ_b и магнитными проницаемостями соответственно μ_a и μ_b , причем направления осей таких связанных эллипсоидов не совпадают. При этом должна существовать пара непараллельных осей, вдоль которых диэлектрическая и магнитная восприимчивости эллипсоидов не пропорциональны друг другу.

Взаимодействие электромагнитной волны со средами с двойной спиральной структурой рассмотрено в [4,8], но без обсуждения вопроса об их существовании или осуществлении.

В присутствии магнитооптической активности, возбуждаемой в среде внешним магнитным полем, параллельным оси спирали, среда будет обладать также гирозлектрической и гиромангнитной магнитооптическими активностями. Материальные уравнения при распространении волны вдоль оси спирали, в присутствии также гиротропии, которая может быть создана рассмотренным в предыдущем пункте путем, примут вид;

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon}\mathbf{E} + \hat{\gamma} \operatorname{rot} \mathbf{E} + i[\mathbf{g}_e \mathbf{E}], \quad \mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H} + i[\mathbf{g}_m \mathbf{H}]. \quad (7)$$

Эффект пространственной дисперсии полностью включен в уравнение связи между $\mathbf{D}$ и $\mathbf{E}$ [15].

3. Распространение монохроматической волны вдоль оси двухспиральной магнитоактивной среды: дисперсионное уравнение, необратимость

Такая среда описывается уравнениями (7) при $\hat{\gamma} = 0$. При этом тензор $\hat{\epsilon}$ для спиральной среды с осью, параллельной оси z , имеет вид:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} + \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \cos 2\alpha, & \epsilon_{xy} &= \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \sin 2\alpha, & \epsilon_{xz} &= 0, \\ \epsilon_{yx} &= \epsilon_{xy}, & \epsilon_{yy} &= \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} - \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \cos 2\alpha; & \epsilon_{yz} &= 0, \\ \epsilon_{zx} &= 0, \epsilon_{zy} &= 0, \epsilon_{zz} &= \epsilon_3. \end{aligned} \quad (8)$$

$\hat{\mu}$ имеет аналогичный вид, но с α , замененным на $\alpha + w$. Здесь $\alpha = az$, $a = 2\pi/\sigma$, σ — шаг спирали, $2w$ — угол между главными направлениями тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ в плоскостях, перпендикулярных к оси спирали. Векторы $\mathbf{g}_e$ и $\mathbf{g}_m$ направлены вдоль оси спирали.

Будем искать поля волны

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}(z)e^{-i\omega t}, \quad \mathbf{H}(z, t) = \mathbf{H}(z)e^{-i\omega t},$$

распространяющейся вдоль оси спирали, в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) &= \hat{R}(az) \sum_s \left[\begin{pmatrix} E_{sx} \\ E_{sy} \end{pmatrix} \exp i(K_s z - \omega t) \right], \\ \mathbf{H}(z, t) &= \hat{R}(az) \sum_s \left[\begin{pmatrix} H_{sx} \\ H_{sy} \end{pmatrix} \exp i(K_s z - \omega t) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\hat{R}(az) = \begin{pmatrix} \cos az & \sin az \\ -\sin az & \cos az \end{pmatrix}.$$

Из уравнений поля при $\hat{\gamma} = 0$ получаем;

$$a_4 K_s^4 + a_2 K_s^2 + a_1 K_s + a_0 = 0, \quad (10)$$

где

$$a_4 = 1,$$

$$a_2 = \frac{\omega^2}{c^2} [(2em - 2g_e g_m - e_{22} m_{11} - e_{11} m_{22})] - 2a^2, \quad (11)$$

$$a_1 = -2 \frac{\omega^2}{c^2} [-a(m_{11} + m_{22})g_e - a(e_{22} + e_{11})g_m],$$

$$a_0 = a^4 - 2 \frac{\omega^2}{c^2} a^2 [em + g_e g_m + \frac{e_{22} m_{22} + e_{11} m_{11}}{2}] + \frac{\omega^4}{c^4} [e^2 m^2 + e^2 g_m^2 +$$

$$+ m^2 g_e^2 + g_m^2 g_e^2 - m_{11} m_{22} (e^2 + g_e^2) - e_{22} e_{11} (m^2 + g_m^2) + e_{22} e_{11} m_{22} m_{11}],$$

$$e_{11} = \varepsilon_1 \cos^2 w + \varepsilon_2 \sin^2 w, \quad e_{22} = \varepsilon_2 \cos^2 w + \varepsilon_1 \sin^2 w, \quad e = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sin w \cos w,$$

m, m_{11}, m_{22} получаются из e, e_{11}, e_{22} заменами $\varepsilon_{1,2} \rightarrow \mu_{1,2}, w \rightarrow -w$.

Уравнение (10) содержит нечетную степень K_s ($s = 1, 2, 3, 4$); это означает, что в среде имеет место необратимость волн, исследованная в [11] для однородных сред. Необратимость волн в спиральных средах рассмотрена в [4], при этом средой были ХЖК в магнитном поле. Рассмотренные материальные уравнения не содержали g_m , а μ_{ij} были равны δ_{ij} (δ_{ij} — символы Кронекера). Необратимость при $g_m = 0$ обеспечивается присутствием спиральности и гироэлектрической магнитооптической активности ($ag_e \neq 0$). В рассматриваемом здесь случае необратимость обеспечивается отличными от нуля величинами ag_e и ag_m , т.е. сочетанием спиральности как с гироэлектрической магнитооптической активностью, так и с гиромангнитной.

Автор благодарен академику НАН РА А.Р.Мкртчяну за полезные дискуссии.

Выполнение настоящей работы частично стало возможным благодаря финансовой поддержке Международного научного фонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Герритсен, Р. Ямагучи. УФН, 107, 705 (1972).
2. Н.А. Хижняк. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики.

Киев, Наукова думка, 1986.

3. Ф.И. Федоров. Оптика анизотропных сред. Минск, изд. АН БССР, 1958.
4. О.С. Ерицян. Электромагнитные волны в гиротропных кристаллах. Докт. диссертация, М., изд. МГУ, 1988.
5. В.А. Беляков, А.С. Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
6. О.С. Ерицян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 22, 9 (1977).
7. О.С. Ерицян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 19, 306 (1974).
8. В.Н. Капшай, В.А. Князя, И.В. Семченко. Кристаллография, 36, 822 (1991).
9. А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. М., Наука, 1967.
10. D.L. Jaggard, A.R. Mickelson, C.H. Papas. Appl. Phys., 18, 211 (1979).
11. О.С. Ерицян. УФН, 138, 645 (1982).
12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
13. М.В. Волькенштейн. Молекулярная оптика. М.-Л., ГИТТЛ, 1951.
14. М. Борн. Оптика. Харьков-Киев, Гостехиздат, 1937.
15. Ф.И. Федоров. Теория гиротропии. Минск, Наука и техника, 1976.
16. В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1979.
17. Б.В. Бокуть, А.Н. Сердюков, Ф.И. Федоров, Н.А. Хило. Кристаллография, 18, 227 (1973).

ԱՐՀԵՍՏԱԿԱՆ ՄԻԱԲԵԿՈՂ, ԵՐԿՊԱՐՈՒՅՐԱՅԻՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԿԱՆ
ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐ

Հ. Ս. ԵՐԻՅԱՆ

Զննարկված է այնպիսի արհեստական միջավայրերի ստեղծման հնարավորությունը, որոնք օժտված են միաբեկումով, երկպարույրային կառուցվածքով և մոլեկուլային գիրոտրոպիային նմանակող գիրոտրոպիայով: Զննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը երկպարույրությամբ օժտված միջավայրում՝ գիրոէլեկտրական և գիրոմագնիսական մագնիսաօպտիկական ակտիվությունների առկայությամբ:

ARTIFICIAL MONOREFRINGATING, DOUBLE-HELICAL AND MAGNETIC GYROTROPIC MEDIA

H. (O.) S. ERITSYAN

The possibility of creating an artificial monorefringence, double helicity and gyrotropy in non-conducting magnetic media is discussed. The propagation of the electromagnetic wave along the axis of double-helical medium possessing magneto-optical activity is considered.

УДК 538.945:537.322

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕРМОЭДС В ПЛЕНКАХ ВТСП

В. О. ВАРТАНЯН, А. Л. ГЮЛАМИРЯН, В. А. ШИНДЯН,
Г. Р. БАДАЛЯН, А. М. ГУЛЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 28 декабря 1996 г.)

Обнаружено, что аномальный пик в температурной зависимости термоэдс *c*-ориентированных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вблизи критической точки сверхпроводящего перехода обусловлен вкладом термоэлектричества вдоль оси *c* на тонком участке, перпендикулярном к поверхности пленки. Результаты измерения временного хода отклика на быстрое возмущение, а также вид зависимости температурного хода термоэдс от частоты модуляции температуры подтверждают вышесказанное.

1. Введение

Противоречивость результатов, полученных разными группами при исследовании термоэдс в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), уже несколько лет является предметом полемики. В частности, в работах [1-4] в температурной зависимости термоэдс был обнаружен резкий пик вблизи критической температуры T_k . Пик этот был объяснен влиянием сверхпроводящих флуктуаций вблизи T_k на термоэдс ВТСП [2,3,5,6]. Однако, измерения термоэдс монокристаллов и двойниковых кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ навели на мысль, что резкий пик может быть объяснен также суммарным влиянием термоэдс вдоль *a* и *b* направлений анизотропного материала в случае, когда термоэлектрические коэффициенты Зеебека S_a и S_b имеют разные знаки и при этом слегка отличаются их критические температуры T_{ka} и T_{kb} [4]. Узкий пик в температурной зависимости термоэдс был обнаружен только при использовании модуляционной (а.с.) техники измерений [1,2], позволяющей увеличить температурное разрешение вплоть до нескольких десятков милликельвин, в то время как измерения немодуляционной (д.с.) методикой не обнаруживали этого пика. Однако измерения термоэдс, проведенные впоследствии а.с. методом в работе [7], также не обнаружили пика в температурной зависимости.

В более поздних исследованиях показано, что пик в температурной зависимости термоэдс может быть ложным и может возникнуть как артефакт эксперимента по нескольким причинам [8-10]. Однако тщательные проверки [11,12] указывают на то, что обнаруженный в работе [1] пик не является артефактом эксперимента.

В работе [1] было выдвинуто предположение, что для монокрис-

таллов при измерении S_a или S_b может наблюдаться также вклад S_c (перпендикулярное к плоскости $a-b$ направление) из-за несовпадений направления градиента температуры с направлением кристаллографических осей, но впоследствии [2,3] авторы отказались от этой версии. Помимо всех вышеуказанных предположений, не исключено, что обнаруженный такой же пик на c -ориентированной тонкой пленке $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ может быть обусловлен также вкладом фотогенерации квазичастиц [13].

Исследуя поведение потенциала, возникающего при освещении контакта тонкой c -ориентированной пленки с металлом, нам удалось обнаружить резкий пик в температурной зависимости термоэдс вблизи T_c и привести доводы, однозначно объясняющие его природу.

2. Методика эксперимента

Для исследования термоэдс использовалась тонкая монофазная c -ориентированная поликристаллическая пленка $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, нанесенная на подложку (YSZ) методом лазерного напыления с последующим отжигом в воздухе. Толщина пленки порядка 1 микрон. Измерения температурного хода сопротивления пленки 4-контактным методом показали, что полный сверхпроводящий переход происходит при 86 К. К пленке на расстоянии 7 мм друг от друга прижимались два контакта. Один из контактов образовывался прижатием тонкой медной проволоки диаметром 50 мкм к пленке через небольшое количество индия. Второй контакт, который подвергался модулированному освещению излучением He-Ne лазера, образовывался просто прижатием к пленке такой же медной проволоки с головкой в виде шарика диаметром ~100 мкм без промежуточного индия. Образец приклеивался тыльной стороной подложки к медному блоку, служащему термостатом, в котором была просверлена дырка диаметром 5 мм для освещения контактной области с тыльной стороны через прозрачную подложку. На медном термостате был закреплен медный термометр, позволяющий измерять температуру блока с относительной точностью 10 мК. Медный блок с нагревателем опускался в оптический криостат, позволяющий плавно регулировать температуру блока от комнатной до 76 К. Контактная область освещалась излучением He-Ne лазера (мощность 10 мВт, апертура пучка 1.5 мм по полувысоте), амплитудно модулированным с частотой 0.1 Гц, а также с частотами в интервале 2 Гц – 2 кГц. Второй контакт находился в затененной части. При исследовании термоэдс и ее температурного хода на частотах модуляции 2 – 2000 Гц потенциал между двумя контактами усиливался широкополосным усилителем в 10^6 раз, а затем поступал на синхронный детектор (СД) со временем интегрирования 10 с. После СД сигнал подавался на вертикальную ось двухкоординатного самописца, на горизонтальной оси которого разворачивалась температура образца. Регистрационный тракт тщательно проверялся на правильность определения знака измеряемого сигнала. В случае модуляции интенсивности лазера с частотой 0.1 Гц сигнал с образца подавался на цифровой нановольтметр постоянного напряжения. Показания снимались визуально с цифрового табло вычитанием напряжений при освещенном и неосвещенном контакте. Нановольт-

метром постоянного напряжения исследовался также температурный ход термоэдс d.c. методом (при постоянном по времени градиенте температуры между контактами).

3. Результаты эксперимента

На рис. 1а показаны температурные зависимости термоэлектрического потенциала для трех разных частот модуляции лазерного излучения. Из рисунка видно, что измеряемый термопотенциал U отрицателен и перед сверхпроводящим переходом присутствует пик порядка величины самого сигнала, как и в [1]. С увеличением частоты модуляции сигнал уменьшается, указывая на инерционность отклика. Однако измерения на частоте 0.1 Гц показали радикально отличающийся результат (сплошная кривая на рис. 1б) как по знаку, так и по температурному ходу термопотенциала. Таким образом, температурные зависимости термоэдс при частотах модуляции 2 Гц и выше подобны результатам [1], в то время как измерения на частоте 0.1 Гц сходны с результатами d.c. измерений (при постоянном градиенте). Наблюдаемая ниже T_k остаточная термоэдс обусловлена вкладом меди.

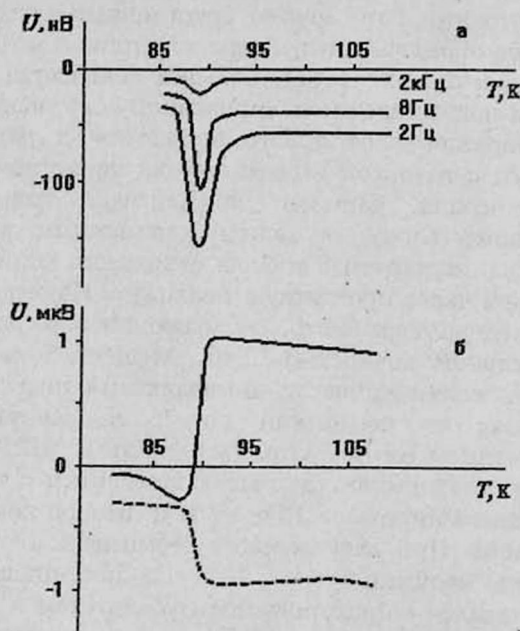


Рис.1. Зависимость термопотенциала от температуры.
а) результаты а.с. измерений для трех частот модуляции.
б) результаты измерений для частоты модуляции 0,1 Гц (сплошная кривая) и d.c. измерений (пунктирная кривая).

Нами был снят также температурный ход потенциала при отсутствии освещения контакта (пунктирная кривая на рис. 1б). При

этом регистрация ненулевого потенциала, который при $T=T_k$ делает резкий сверхпроводящий переход, указывает на наличие собственного постоянного градиента температуры между контактами.

Резкое отличие результатов при 0.1 Гц и выше 2 Гц навело на мысль исследовать качественно временной ход отклика (качество результатов определяется тем, что они снимались с цифрового табло нановольтметра визуально) на частоте 0.1 Гц. Результаты исследований для 5-и разных температур показаны на рис.2. Отклик на резкое изменение освещенности можно представить в виде суммы двух экспонент с разными временами релаксации. При включении (или выключении) освещения вначале наблюдается быстрое изменение сигнала (за время менее 1 с). Затем сигнал продолжает меняться, устанавливаясь в течение около 7 ÷ 10 с. Причем при температурах $T > T_k$ знаки этих двух типов изменений противоположны (рис. 2б,в), в то время как при $T < T_k$ знаки одинаковы (рис. 2д).

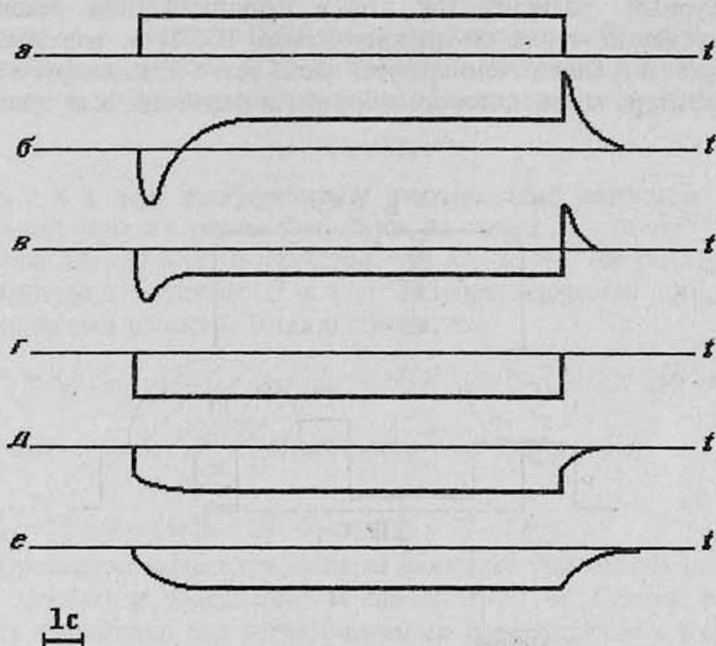


Рис.2. Временной ход потенциального отклика на быстрое возмущение: а) интенсивность возбуждающего излучения, б) $T = 106$ К, в) $T = 90$ К, г) $T = 88$ К, д) $T = 86$ К, е) $T = 83$ К.

Пик в модуляционных измерениях исчезал при втирании небольшого количества индия в межконтактное пространство медной проволоки с ВТСП пленкой, а температурная зависимость термоэдс становилась подобной температурной зависимости, измеренной d.c. методом (рис. 16) с характерными положительными значениями величины термоэдс при $T > T_k$ в случае положительного температурного градиента.

4. Обсуждение результатов

Особенности временного хода релаксации отклика и изменение вида температурной зависимости кривых при разных частотах модуляции указывают на вклад в измеряемый потенциал по крайней мере двух (или более) разных составляющих. Исчезновение пика при втирании малого количества индия в контакт металла с ВТСП указывает на вклад в измеряемый потенциал составляющей S_c вдоль направления оси c , перпендикулярной к поверхности пленки. Заметим, что индий, втираемый в ВТСП, образует контакт с более глубинными слоями Cu-O , чем прижимной контакт металла без втирания индия, в случае которого направление прямой, соединяющей два контакта, не параллельно плоскости ab . Более того, поскольку контактная область освещается с тыльной стороны (через прозрачную подложку) и основная часть световой энергии поглощается в нижних слоях пленки (в толщине примерно $1000 \text{ \AA}$), удаленных от непосредственного контакта на несколько тысяч ангстрем, то сложное направление имеет также температурный градиент. Так что в нестационарном режиме, при распространении тепла из нижних слоев ВТСП к верхним, может возникнуть и градиент температуры вдоль оси c . Смоделируем электрический контур, вдоль которого образуется термоэдс, как показано на рис. 3.

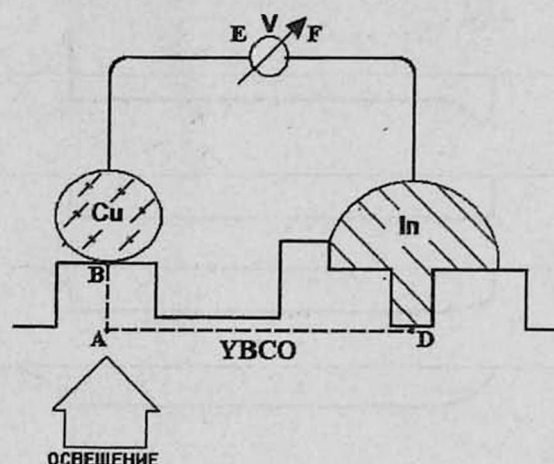


Рис.3. Модельный термоэлектрический контур для расчета термopotенциала.

Тогда регистрируемый потенциал складывается из следующих составляющих:

$$U = U_{FE} = U_{FD} + U_{DA} + U_{AB} + U_{BE}. \quad (1)$$

Каждая составляющая в (1) выражает термоэдс для однородного участка контура с соответствующими индексами, обозначающими края участка:

$$\begin{aligned}
 U_{AB} &= U_A - U_B \approx -S_c(T_A - T_B) = -S_c \Delta T_{AB}, \\
 U_{DA} &= U_D - U_A \approx -S_{a,b}(T_D - T_A) = S_{a,b} \Delta T_{AD}, \\
 U_{FD} + U_{BE} &= -S_{Cu}(-T_D + T_F - T_E + T_B) = S_{Cu}(T_D - T_B) = S_{Cu} \Delta T_{DB},
 \end{aligned}
 \quad (2)$$

где $S_{a,b}$ и S_c — соответствующие коэффициенты Зеебека $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вдоль кристаллографических осей a , b и c (т.е. диагональные элементы матрицы термоэлектрического тензора), S_{Cu} — коэффициент Зеебека меди, T_m — температура в соответствующей точке ($m = A, B, D, F, E$), и полагаем $T_F = T_D$. В формулах (2) коэффициенты Зеебека (в общем случае зависящие от температуры) представляют усредненные значения в соответствующих интервалах температур ($\Delta T \ll T$).

При освещении ВТСП пленки модулированным на частоте ω излучением со стороны прозрачной подложки, модуляцию температуры в точках А и В можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 T_A &= T_A^0 + \delta T_A \sin \omega t, \\
 T_B &= T_B^0 + \delta T_B \sin(\omega t + \varphi),
 \end{aligned}
 \quad (3)$$

где $\delta T \ll T$, а φ — запаздывание фазы модуляции температуры в точке В по сравнению с точкой А из-за конечной теплопроводности. С определенной точностью можно считать δT_B пропорциональной δT_A , т.е.

$$\delta T_B = k \delta T_A, \quad (4)$$

где $0 \leq k \leq 1$ есть коэффициент, учитывающий затухание тепловых возмущений при их распространении из точки А к точке В (см. [8]). Подставляя (2)–(4) в (1) и учитывая, что ΔT , $\delta T \ll T$ для всех указанных точек контура, разложим U в ряд Тейлора, сохраняя только члены первого порядка малости. Тогда получим, что

$$\begin{aligned}
 U &= S_a \Delta T_{AD}^0 - S_c \Delta T_{AB}^0 - S_{Cu} \Delta T_{BD}^0 + S_a(T_A^0) \delta T_A \sin \omega t - S_c(T_A^0) \delta T_A [\sin \omega t - \\
 &- k \sin(\omega t + \varphi)] - \frac{\partial S_c(T_A^0)}{\partial T} \Delta T_{AB}^0 k \delta T_A \cos \varphi - S_{Cu} \delta T_A k \sin(\omega t + \varphi),
 \end{aligned}
 \quad (5)$$

где $\Delta T_{AD}^0 = T_A^0 - T_D$; $\Delta T_{BD}^0 = T_B^0 - T_D$; $\Delta T_{AB}^0 = T_A^0 - T_B^0$.

Процедура выделения сигнала включает умножение на опорный сигнал $2 \sin(\omega t)$ и усреднение за время $\tau \gg 1/\omega$. Следуя ей, можно выписать выражение для регистрируемого потенциала как в случае d.c. измерений (постоянная составляющая сигнала U^{dc}), так и в случае измерений модуляционной методикой (сигнал на частоте ω : U_ω^{ac}):

$$U^{dc} = S_a \Delta T_{AD}^0 - S_{Cu} \Delta T_{BD}^0 - S_c \Delta T_{AB}^0, \quad (6)$$

$$U_\omega^{ac} = \left\{ S_a(T_A^0) - S_c(T_A^0)(1 - k \cos \varphi) - \frac{\partial S_c(T_A^0)}{\partial T} \Delta T_{AB}^0 k \cos \varphi - S_{Cu} k \cos \varphi \right\} \delta T_A. \quad (7)$$

Поскольку расстояние между точками А и В составляет не более нескольких сот ангстрем, то в стационаре между ними не может быть

большого перепада температур, т.е. ΔT_{AB}^0 очень мал по сравнению с ΔT_{AD}^0 и ΔT_{BD}^0 . Таким образом, вклад члена $S_c \Delta T_{AB}^0$ в регистрируемый сигнал U^{dc} очень мал. Учитывая, что вблизи T_k температурный ход S_{cm} показывает слабую зависимость от T [14], можно сказать, что температурный ход U^{dc} определяется температурным ходом S_a , что и наблюдается во всех экспериментах по регистрации U^{dc} (у нас пунктирная кривая на рис.16). Отрицательный знак сигнала указывает на то, что $T_A^0 < T_D$, т.е. на наличие собственного отрицательного температурного градиента в криостате. Далее перейдем к рассмотрению выражения (7). Вклад члена $\partial S_c(T_A^0)/\partial T \Delta T_{AB}^0 k \cos \varphi$ в регистрируемый U_{ω}^{ac} мал (из-за ΔT_{AB}^0) для всех значений температуры, кроме точек, где $T_A^0 \sim T_k$. Здесь $\partial S_c/\partial T$ резко возрастает, но вклад этого члена все же остается небольшим, поскольку даже при $T_A^0 \sim T_k$ $\partial S_c(T_A^0)/\partial T \Delta T_{AB}^0 \sim S_c \Delta T_{AB}^0 / \Delta T_k$, а ширина сверхпроводящего перехода ΔT_k обычно много больше, чем ΔT_{AB}^0 .

Для частот модуляции ω много больших, чем некая характерная частота $1/\tau_1$, коэффициент $k \ll 1$, а $\varphi \sim -90^\circ$ (из-за конечной температуропроводности между точками А и В) и выражение (7) можно приближенно записать в виде:

$$U_{\omega}^{ac} (\omega \gg 1/\tau_1) \approx [S_a(T_A^0) - S_c(T_A^0)] \delta T_A. \quad (8)$$

Если критическая температура сверхпроводящего перехода в с-ориентированной пленке YBCO вдоль направления с несколько отличается (меньше) от критической температуры перехода вдоль направлений a, b [7,15], то из выражения (8) следует, что кривая температурной зависимости U_{ω}^{ac} будет иметь резкий пик перед занулением. Так как обычно $S_c > S_a$, то измеряемый потенциал отрицателен, и прежде чем занулиться при $T < T_k$, образует резкий отрицательный пик. Поскольку даже при $\omega \sim 2\pi$ регистрируется резкий пик, то можно предположить, что $\tau_1 \gg 0,5$ с (это согласуется с результатами измерений временного отклика).

Обратим внимание также, что в (7) и (8) δT_A зависит от частоты ω известной болометрической зависимостью:

$$\delta T_A \sim \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \tau_2)^2}}, \quad (9)$$

где τ_2 – время, характеризующее релаксацию δT_A . Этим и объясняется уменьшение амплитуды кривых при увеличении частоты модуляции на рис. 1а.

При очень низких частотах модуляции $\omega \ll 1/\tau_1$ (в нашем случае 0,1 Гц) $k \approx 1$, $\varphi \approx 0$ (т.е. температура точки В следит за температурой точки А), так что $k \cos \varphi \approx 1$ и выражение (7) можно записать в виде:

$$U_{\omega}^{ac} \approx \left[(S_a(T_A^0) - S_{Cu}) - \frac{\partial S_c(T_A^0)}{\partial T} \Delta T_{AB}^0 \right] \delta T_A, \quad (10)$$

что указывает на приблизительное совпадение температурного хода U_{ω}^{ac} с температурным ходом U^{dc} (ср. формулы (10) и (6), а также кривые рис. 16). Небольшое отличие в кривых (сплошной и пунктирной) на рис. 16 вблизи $T \sim T_k$ обусловлено членом $\sim \partial S_c / \partial T$ в (10). Поскольку обычно $S_{Cu} < S_a$, а вклад $\partial S_c / \partial T$ ослаблен из-за малости ΔT_{AB} , то сигнал при $T > T_k$ положителен (рис. 16 — сплошная кривая). После сверхпроводящего перехода S_a при $T \sim T_k$ увеличивается вклад $\partial S_c / \partial T$, что и объясняет небольшую ямку в отрицательной области, после чего $\partial S_c / \partial T$ опять уменьшается и при $T \ll T_k$ остается только вклад S_{Cu} .

Используя выражение (7), можно легко объяснить также и поведение отклика на ступенчатое возмущение (рис. 2). Для этого надо вспомнить, что резкое изменение интенсивности света содержит широкий спектр гармоник. Учитывая, что $k \cos \varphi$ быстро убывает с увеличением частоты, можно предположить, что в начале возмущения за короткий промежуток времени (что соответствует высшим гармоникам) $k \cos \varphi$ очень мал. Спустя некоторое время (τ_1) $k \cos \varphi$ приближается к единице (т.е. происходит выравнивание температур T_A и T_B из-за близости точек А и В). Таким образом, в начале возмущения из выражения (7) следует, что амплитуда регистрируемого сигнала вначале достигает величины, пропорциональной $(S_a - S_c)$, поскольку $T_A > T_B$. После выравнивания T_A и T_B градиент температуры переносится на медный электрод, и регистрируемый потенциал определяется выражением $(S_a - S_{Cu})$.

Поэтому, когда $T > T_k$, при включении света наблюдается отрицательный скачок потенциала, поскольку $S_c > S_a$, а затем через время τ_1 устанавливается уровень потенциала, пропорциональный $(S_a - S_{Cu}) > 0$ (рис. 2б). При выключении света на участке АВ образуется обратный градиент температуры из-за более быстрого охлаждения точки А по сравнению с точкой В, которая подпитывается теплом от массивного медного электрода. Поэтому вначале регистрируется потенциал, пропорциональный $S_a + S_c$ (выброс в положительную сторону на рис. 2б), а затем устанавливается уровень, пропорциональный $(S_a - S_{Cu})$, с последующей релаксацией к нулю.

Когда $T < T_k$, уровень $(S_a - S_{Cu})$ становится отрицательным из-за резкого убывания S_a к нулю (рис. 2в). При дальнейшем понижении температуры, когда S_a становится равным нулю, а S_c малым, медленную релаксацию отклика можно не заметить (рис. 2г) из-за того, что сигнал релаксирует с уровня $-S_c$ до сравнимого с ним по величине уровня $-S_{Cu}$. При еще более низких температурах, когда $S_c < S_{Cu}$, как быстрое изменение потенциала, так и медленная его релаксация имеют один и тот же знак, противоположный световому возмущению (рис. 2д), поскольку вначале в (7) работает S_c , а затем S_{Cu} . И наконец, когда $T \ll T_k$, а следовательно, $S_a = S_c = 0$, наблюдается только отрицательный вклад S_{Cu} с медленной релаксацией τ_1 , определяемой нагревом медной головки (возможно, еще и части подводящего электрода). Для достоверности описания процессов желательно было бы оценить τ_1 , исходя из

геометрических и тепловых характеристик указанной конфигурации. Если смоделировать ситуацию, как нагрев медного шарика при наличии теплоотвода по проволоке, то время установления можно грубо оценить по формуле

$$\tau \sim \frac{4mC}{\lambda}, \quad (11)$$

где C – теплоемкость меди (Дж/г·град), m – масса медного шарика (г), λ – теплопроводность медной проволоки (в единицах СИ). Для шарика диаметром $2,5 \cdot 10^{-2}$ см, проволоки длиной 4 см и сечением $2,5 \cdot 10^{-9}$ м², а также принимая удельную теплопроводность меди ~ 400 Вт/град·м, получаем $\tau \sim 2,5$ с, что разумно согласуется со значением τ_1 из частотных характеристик поведения температурного хода регистрируемого потенциала.

5. Заключение

При освещении контактной области тонкой c -ориентированной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с медной проволокой модулированным излучением He-Ne лазера нами зарегистрирован узкий аномальный пик в температурной зависимости термоэдс вблизи критической температуры. Аналогичный пик был обнаружен ранее в работах [1–4] при измерении термоэдс кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и вызвал полемику в литературе [8,9,11,12]. Исследованное нами поведение температурной зависимости регистрируемого потенциала на частотах модуляции 0,1 Гц и в интервале 2 Гц – 2 кГц, а также исследование временного хода отклика на ступенчатое возмущение показывают, что полученные результаты можно объяснить влиянием термоэдс вдоль оси c с учетом того, что сверхпроводящий переход вдоль c отстает по температуре по сравнению с переходом вдоль a . Хотя нами проведен анализ термоэдс в приближении модельного контура рис.3 (в реальности проявления термоэлектрических явлений в анизотропных средах, в том числе и в ВТСП, довольно сложны и многообразны [16,17]), тем не менее полученные соотношения полностью согласуются со всеми нашими экспериментальными результатами.

Таким образом, полученные нами результаты показывают, что природу аномального пика в температурной зависимости термоэдс вблизи T_c при а.с. измерениях можно объяснить анизотропией свойств c -ориентированных сверхпроводящих пленок, а также монокристаллов.

Работа выполнена по бюджетной теме 94-736, финансируемой Министерством образования и науки Республики Армения, и по гранту 00014-96-1-0504 ONR USA.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.M. Howson, M.B. Salamon, T.A. Friedman, et al. J. Phys. Cond. Mat., 1, 465 (1989).
2. A.M. Howson, M.B. Salamon, T.A. Friedman, et al. Phys. Rev., B41, 300 (1990).
3. A.S. Lowe, S. Regan, M.A. Howson. Phys. Rev., B44, 17 (1991).
4. A.S. Lowe, S. Regan, M.A. Howson. J. Phys. Cond. Mat., 4, 8843 (1992).

5. K. Maki. *J. Low Temp. Phys.*, **14**, 419 (1974).
6. A.A. Варламов, Д.В. Ливанов. *ЖЭТФ*, **98**, 584 (1990).
7. Lin Shu-yuan, Lu Li, Wang Xue-mei, Zhang Dian-lin, Duan Hong-min, A.M. Hermann. *Supercond. Sci. Technol.*, **4**, 289 (1991).
8. G. Yu. Logvinov, V.V. Ryazanov, R. Gross, F. Kober. *Phys. Rev.*, **B47**, 15322 (1993-II).
9. M. Aubin and R. Gagnon. *Phys. Rev.*, **B47**, 15319 (1993-II).
10. A.K. Bhatnagar, R. Pan, D.G. Naugle, et al. *Phys. Rev.*, **B41**, 4002 (1990).
11. A.M. Howson. *Phys. Rev.*, **B47**, 15324 (1993-II).
12. A.S. Lowe, S. Regan, M.A. Howson. *Phys. Rev.*, **B47**, 15321 (1993 - II).
13. A.M. Gulian and V.O. Vartanian. *Physica C*, **235-240**, 1411 (1994).
14. A.V. Gold, D.K.C. Mac Donald, W.B. Pearson, and I.M. Templeton. *Phil. Mag.*, **5**, 765 (1960).
15. M. Sera, S. Shamoto, and M. Sato. *Solid State Comm.*, **68**, 649 (1988).
16. В.Л. Гинзбург. *УФН*, **161**, 1 (1991).
17. L.R. Testardi. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2347 (1994).

ԲԶԳՀ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՋԵՐՄԱԷԼԵՈՒԻ ՉԱՓՄԱՆ ՍԱՄԻՆ

Վ. Ն. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. Լ. ԳՅՈՒԼԱՄԻՐՅԱՆ, Վ. Ա. ՇԻՆԴՅԱՆ,
Գ. Ռ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ա. Մ. ԳՈՒԼՅԱՆ

Բացահայտված է, որ *c*-ուղղորդված $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ քաղաքների ջերմաէլեկտրականության ջերմաստիճանային կախվածությունում գերհաղորդականության անցման կրիտիկական ջերմաստիճանի մոտ հայտնաբերված անոմալ գագաթը պայմանավորված է քաղաքի *c*-առանցքի ուղղությամբ ջերմաէլեկտրականության ներդրումով: Արագ խտտրման հանդեպ ջերմապոտենցիալի ժամանակային ընթացքի գրանցման արդյունքները, ինչպես նաև նրա ջերմաստիճանային ընթացքի ձևի փոփոխությունները կախված մոդուլացիայի հաճախությունից ապացուցում են վերոհիշյալ պնդումը:

ON MEASUREMENTS OF THERMOELECTRICITY IN HTSC FILMS

V. O. VARTANYAN, A. L. GYULAMIRYAN, V. A. SHINDYAN,
G. R. BADALYAN, A. M. GULIAN

Investigations of thermoelectricity temperature dependence of the *c*-oriented $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films revealed that the anomalous peak observed near the superconducting transition temperature is due to contribution of the thermopotential along the *c*-axis. Results of the response temporal dependence measurements on a quick disturbance and, also, the changes in the thermoelectricity temperature dependence versus the modulation frequency are proved to be in a good agreement with the explanation above.

УДК 621.315.592

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИМЕСНОГО ФОТОПРИЕМНИКА ИЗ Si<Zn>

Ф. В. ГАСПАРЯН, В. М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 апреля 1997 г.)

Исследованы физические свойства инжекционного примесного фотодиода на основе p^+nn^+ структур из кремния, компенсированного цинком. Представлена модель расчета примесного фотодиода со сложной зонной структурой. Компенсированный цинком кремний предлагается использовать в качестве чувствительного фотоприемника на длинах волн ~ 2 мкм. Получены выражения для примесной токовой фоточувствительности и обнаружительной способности.

1. Введение

Разработка высокочувствительных фотоприемников на эффекте примесного поглощения не теряет актуальности, несмотря на более слабую эффективность поглощения излучения и инерционность этих устройств в ИК области по сравнению с собственным поглощением [1-4]. Хорошо известно, что S-диодные кремниевые p^+nn^+ структуры [4-9], а также симметричные n^+nn^+ и p^+pp^+ структуры [4,8,10] обладают высокой фоточувствительностью в области собственного поглощения кремния (0,95-1,3 мкм). Примесные фотоприемники на основе легированных материалов значительно дешевле, не требуют столь низких температур при эксплуатации, как узкозонные полупроводники, а технология их изготовления очень хорошо разработана. Проведенные нами теоретические расчеты показывают, что примесные фотоприемники на основе легированного кремния при комнатной температуре обладают довольно высокой чувствительностью на длине волны 2 мкм.

2. Теория

В настоящей работе рассматривается влияние примесного освещения на параметры инжекционного фотодиода, изготовленного из полупроводника, компенсированного двухзарядными глубокими центрами. Численные расчеты проведены для Si<Zn>. На рис.1 представлена схематическая картина рассматриваемой p^+nn^+ структуры (а) и ее зонная диаграмма (б). Здесь d - длина базы, N_ϕ , $N_{\phi A}$, $N'_{\phi A}$, $N_{\phi B}$ и $N'_{\phi B}$ - интенсивности потока фотонов, взаимодействующих с глубокими уровнями примеси; N , N^- , N^+ - концентрации нейтральных, однократно и двукратно отрицательно заряженных глубоких акцепторов, соответственно;

N_D – концентрация мелких доноров; n_1 , n_2 , p_1 и p_2 – статистические факторы Шокли–Рида–Холла: $n_{1(2)} = N_C \exp[-(E_C - E_{A1(2)})/kT]$, $p_{1(2)} = N_V \exp[-(E_{A1(2)} - E_V)/kT]$, W_{01} , W_{10} , W_{12} и W_{21} – вероятности захвата электронов и дырок на глубокие уровни N^- и N^+ , соответственно; $A = \eta_A \sigma_A$, $A' = \eta_{A'} \sigma_{A'}$, $B = \eta_B \sigma_B$, $B' = \eta_{B'} \sigma_{B'}$, где $\eta_{A(B)}$ – квантовые эффективности, а $\sigma_{A(B)}$ – сечения захвата фотоионизации; N_C и N_V – плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне; k – постоянная Больцмана, $E_{A1(2)}$ – энергия активации глубоких уровней. На рис.1б показаны возможные “световые” кинетические переходы, которые могут иметь место в исследуемом материале под влиянием примесного излучения с длиной волны $\lambda > hc/E_g$. Здесь h – постоянная Планка, c – скорость света, E_g – энергия запрещенной зоны полупроводника. Для изменения концентрации носителей, связанных на примесных центрах N^- и N^+ , имеем следующие уравнения баланса:

$$\frac{dN^-}{dt} = (BN_{\Phi B} + W_{01}n + W_{10}p)(N - N^- - N^+) + (AN_{\Phi A} + W_{01}n_1 + W_{10}p)N^+, \quad (1)$$

$$\frac{dN^+}{dt} = (B'N'_{\Phi B} + W_{12}n + W_{21}p)N^- - (A'N'_{\Phi A} + W_{12}n_2 + W_{21}p)N^+. \quad (2)$$

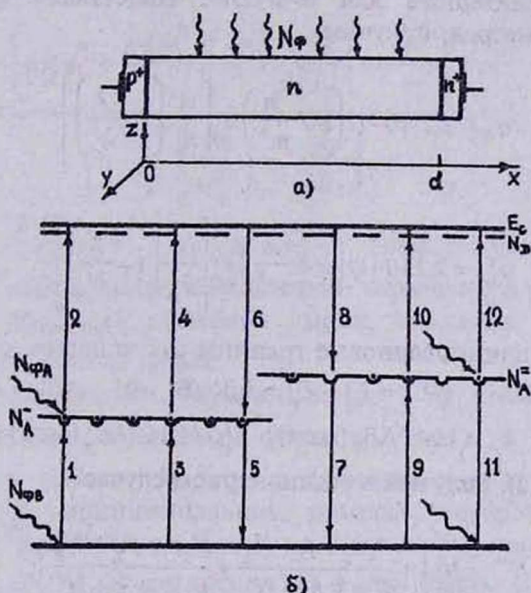


Рис.1. а) Схематическое изображение p^+n^+ структуры из $\text{Si}\langle\text{Zn}\rangle$. б) Энергетическая зонная диаграмма базы и все “темновые” и “световые” кинетически переходы: 1 – $BN_{\Phi B}(N - N^- - N^+)$; 2 – $AN_{\Phi A}N^-$; 3 – $W_{10}p_1(N - N^- - N^+)$; 4 – $W_{01}n_1N^-$; 5 – $W_{10}pN^-$; 6 – $W_{01}n(N - N^- - N^+)$; 7 – $W_{21}pN^+$; 8 – $W_{12}nN^-$; 9 – $W_{21}p_2N^-$; 10 – $W_{12}n_2N^+$; 11 – $B'N'_{\Phi B}N^-$; 12 – $A'N'_{\Phi A}N^+$.

Здесь n и p — концентрации свободных электронов и дырок, соответственно. Квантовая эффективность η и сечение фотоионизации σ , как известно [3], определяются следующими выражениями:

$$\eta = \frac{(1-R_1)(1-e^{-\alpha d})(1+R_2e^{-\alpha d})}{1-R_1R_2e^{-2\alpha d}}, \quad (3)$$

$$\sigma_{A,B} = \frac{2e^2\hbar\epsilon^2}{3\pi n_n\epsilon_0 m^* c} \frac{\sqrt{\Delta E_{A,B}} (hc/\lambda - \Delta E_{A,B})^{3/2}}{(hc/\lambda)^3}, \quad (4)$$

Здесь R_1 и R_2 — коэффициенты отражения излучения от передней и тыловой поверхностей структуры, α — коэффициент примесного поглощения, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость, m^* — эффективная масса носителей заряда, n_n — коэффициент преломления, ϵ — безразмерное эффективное электрическое поле на примесном центре [3], $\Delta E_{A,B}$ — энергии ионизации соответствующих уровней.

В дальнейшем используем выражение для максимальной квантовой эффективности, которое получается из (3) при условиях $R_1 = 0$ и $R_2 = 1$. Тогда

$$\eta = 1 - e^{-2\alpha d}. \quad (5)$$

Далее, для упрощения задачи, при проведении расчетов используем параметры, характерные для n -Si<Zn>. Подставляя в (4) значения известных параметров, получим:

$$\sigma_B = 2,2 \cdot 10^{-17} \left(\epsilon^2 \frac{m}{m^*} \right) \lambda_c \left[\frac{\lambda}{\lambda_c} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \right]^{3/2}, \quad (6)$$

$$\sigma'_B = 2,2 \cdot 10^{-17} \left(\epsilon^2 \frac{m}{m^*} \right) \lambda'_c \left[\frac{\lambda}{\lambda'_c} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda'_c} \right) \right]^{3/2}, \quad (7)$$

где λ_c и λ'_c — длинноволновые границы поглощения, соответствующие энергиям Si<Zn> $\Delta E_B = E_f - E_v = 0,31$ эВ и $\Delta E'_B = E_2 - E_v = 0,57$ эВ. Отметим, что $\lambda_c = 1,24 / \Delta E_B$ (мкм), $\lambda'_c = 1,24 / \Delta E'_B$ (мкм). Решая систему уравнений (1)–(2), получим в стационарном случае

$$N^- = N \left(1 + \frac{\theta_1 n_1 + p + N_A}{\theta_1 n_1 + p_1 + N_B} + \frac{\theta_2 n + p_2 + N'_B}{\theta_2 n_2 + p + N'_A} \right)^{-\ell}, \quad (8)$$

$$N^+ = N \left[1 + \frac{\theta_2 n_2 + p + N'_A}{\theta_2 n + p_2 + N'_B} \left(1 + \frac{\theta_1 n_1 + p + N_A}{\theta_1 n + p_1 + N_B} \right) \right]^{-\ell}, \quad (9)$$

где

$$N_A = \frac{AN_{\Phi A}}{W_{10}}; N'_A = \frac{A'N'_{\Phi A}}{W_{21}}; N_B = \frac{BN_{\Phi B}}{W_{10}}; N'_B = \frac{B'N'_{\Phi B}}{W_{21}}; \theta_1 = \frac{W_{01}}{W_{10}}; \theta_2 = \frac{W_{12}}{W_{21}}. \quad (10)$$

Заметим, что выражения (8) и (9) в отсутствие излучения совпадают с известными выражениями для N^- и N^+ в [4,5]. Для сокращения записи введем следующие обозначения:

$$n_1^* = n_1 + \frac{N_A}{\theta_1} \equiv n_1 + n_{1,F}, \quad n_2^* = n_2 + \frac{N'_A}{\theta_1} \equiv n_2 + n_{2,F}, \quad (11)$$

$$p_1^* = p_1 + N_B \equiv p_1 + p_{1,F}, \quad p_2^* = p_2 + N'_B \equiv p_2 + p_{2,F}. \quad (12)$$

Тогда из выражений (8), (9) и соответствующего уравнения квазинейтральности получим следующее уравнение для определения концентрации неосновных носителей (дырок):

$$p^3 + k \left(N_D + \frac{p_1^*}{k} - n_0 \right) p^2 + k(p_1^* + \theta_1 n_0)(N_D - N - n_0)p - k p_1^* (p_2^* + \theta_2 n_0)(n_0 + 2N - N_D) = 0$$

Здесь $n_0 = n + p/b$ — параметр, определяющий уровень инжекции в теории токов двойной инжекции, $b = u_n/u_p$; $k = b/(b+1)$; u_n и u_p — подвижности электронов и дырок, соответственно. Используя (8) и (9), можно получить также выражение для времени жизни дырок τ_p^* при примесном освещении. Оно равно

$$\tau_p^* = \frac{\left(n + n_1^* + \frac{p + p_1^*}{\theta_1} \right) \left(n_2^* + \frac{p}{\theta_2} \right) + \left(n + \frac{p_1^*}{\theta_1} \right) \left(n + \frac{p_2^*}{\theta_2} \right)}{\left(n - \frac{n_1^2}{p} \right) \left[\frac{\sigma_p^-}{\sigma_p^{2-}} \left(n_2^* + \frac{p}{\theta_2} \right) + n + \frac{p_1^*}{\theta_1} \right]} \tau_{p2}^0, \quad (13)$$

где $\tau_{p2}^0 = [N < \nu_p \sigma_p^{2-} >]^{-1}$, σ_p^- и σ_p^{2-} — сечение захвата дырок на однозарядно и двухзарядно отрицательно заряженные центры Zn в Si, ν_p — скорость теплового движения дырок, а знаком $< >$ обозначено усреднение по скоростям дырок.

Анализ полученных уравнений для p и τ_p^* показывает, что они по форме идентичны известным формулам для p и τ_p , полученным для n -Si<Zn> в работе [5] (ср. с формулами (6.5) и (6.6) в [5]). Единственная и принципиальная разница состоит в том, что статистические факторы n_1, p_1, n_2, p_2 заменяются своими световыми аналогами $n_1^*, p_1^*, n_2^*, p_2^*$ согласно (11) и (10). Таким образом, влияние примесного освещения можно учесть простой заменой "темновых" стат-факторов на "световые".

Для упрощения уравнения непрерывности для дырочной составляющей тока воспользуемся некоторыми легко выполняемыми приближениями. Если N'_A и $(N_A - N_B)$ достаточно малы, т.е. $N'_A < p - \theta_2 n_2^*$, $N_A - N_B < \theta_1 n + p + p_1^* - \theta_1 n_1^*$, то $n_2^* < p/\theta_2$, $n_1^* < n + (p + p_1^*)/\theta_1$ и, пренебрегая в (13) соответствующими малыми членами, получим

$$\tau_p^* = \frac{p_2 + (p_1^* + \theta_1 n)(p + p_2^* + \theta_2 n)}{\theta_1 n \left(\frac{\sigma_p^-}{\sigma_p^2} p + p_3^* \right) + \theta_2 n} \tau_{p2}^0, \quad p_3^* = p_1 \frac{\theta_2}{\theta_1} \frac{\sigma_p^{2-}}{\sigma_p^-}. \quad (14)$$

При уровнях инжекции, когда

$$p > p_2^* + \theta_2 n, \quad p > p_3^* + \theta_2 n \frac{\sigma_p^{2-}}{\sigma_p^-}$$

выражение для τ_p^* еще более упрощается:

$$\tau_p^* \approx \frac{p + p_1^* + \theta_2 n}{\theta_1 n} \tau_{p1}^0, \quad \tau_{p1}^0 = \tau_{p2}^0 \frac{\sigma_p^{2-}}{\sigma_p^-}. \quad (15)$$

Используя технику расчета ВАХ, предложенную в [4,5], в диапазоне токов (уровней инжекции)

$$\frac{p_2^*}{\theta_2} \left[1 + \frac{2N_D - 3N}{(N_D - N)(2N - N_D)} \frac{p_2^*}{\theta_2} \right]^{-1} < n_0 < p_2^* (2N - N_D) (p_2^* + \theta_2 n)^{-1} \left[1 + \frac{(N_D - N)(p_2^* + \theta_2 n)}{p_2^* (2N - N_D)} - 1 \right] \quad (16)$$

получим следующее выражение для напряженности электрического поля E :

$$E_{\text{кв}} = \left\{ \frac{2j^* (d-x) \left[\theta_2 (2N - N_D) + p_2^* (2N_D - 3N) / (N_D - N) \right]}{eu_n u_p \tau_{p2}^0 p_2^* (2N - N_D)} \right\}^{1/2}. \quad (17)$$

Отсюда для ВАХ фотодиода имеем

$$j^* = \frac{9}{8} \frac{eu_n u_p \tau_{p2}^0 p_2^* (N_D - N)(2N - N_D)}{\theta_2 (N_D - N)(2N - N_D) + p_2^* (2N_D - 3N)} \frac{V^2}{d^3}. \quad (18)$$

В (17) и (18) j^* — плотность тока, V — приложенное к фотодиоду напряжение.

Таким образом, при "умеренном" уровне инжекции (16) "световая" ВАХ имеет квадратичный вид, причем фототок равен

$$j_s = \frac{9}{8} \frac{eu_n u_p \tau_{p2}^0 p_2^* (N_D - N)(2N - N_D)}{\theta_2 (N_D - N)(2N - N_D) + p_2^* (2N_D - 3N)} \left(1 + \frac{p_{2F}}{p_2} \right) \frac{V^2}{d^3}. \quad (19)$$

При "среднем" уровне инжекции электрическое поле в базе фотодиода становится сильным — здесь подвижность электронов u_n и сечение захвата электронов σ_n^- на однозарядный центр Zn в Si зависят от E . Согласно [4,5],

$$u_n = u_{n0} (E_n / E)^\ell, \quad \sigma_n^- \sim (E / E_T)^q, \quad \theta_2 = \theta_{20} (E / E_q)^q. \quad (20)$$

Здесь u_{n0}, θ_{20} — низкополевые значения u_n и θ_2 , E_n и E_T — пороговые значения электрического поля, показатели ℓ и q для Si-Zn обычно

меньше единицы.

С учетом зависимости (20) в диапазоне токов $n_0 > p_2^*/\theta_2$ получим следующее выражение для напряженности электрического поля, приводящей к участку сублинейной зависимости тока от напряжения на ВАХ:

$$E_{ог} = \left[\frac{(3-q-2\ell)(2N-N_D)\theta_1\theta_{20}(j^*)^2(d-x)}{e^2 u_{n0}^2 u_p E_n^{2\ell} E_T^q p_1^* p_2^* \tau_{p1}^0 (N_D-N)} \right]^{\frac{1}{3-q-2\ell}} \quad (21)$$

Соответствующий участок ВАХ будет иметь следующий вид:

$$j^* = \sqrt{\frac{u_p E_T^q \tau_{p1}^0 p_1^* p_2^* (N_D-N)}{\theta_1 \theta_{20} (2N-N_D)}} \frac{e u_{n0} E_n^{\ell} (4-q-2\ell)^{(3-q-2\ell)/2} V^{(3-q-2\ell)/2}}{(3-q-2\ell)^{(4-q-2\ell)/2} d^{(4-q-2\ell)/2}} \quad (22)$$

Ограничимся рассмотрением ситуации на предсрывных участках ВАХ, описываемых выражениями (19) и (22). Это наиболее чувствительные к внешним воздействиям участки ВАХ.

Для дальнейших расчетов используем, например, выражение для коэффициента примесного поглощения кремния, предложенное Фэном [11]:

$$\alpha = \frac{2^9 \pi h e^2 N}{3 n_i c m_e^* \Delta E} \left(\frac{\Delta E}{hc} \lambda \right)^4 \frac{\exp \left[-4 \left(1 - \frac{\Delta E}{hc} \lambda \right) \operatorname{arctg} \left(1 - \frac{\Delta E}{hc} \lambda \right) \right]}{1 - \exp \left[-2 \pi \left(1 - \frac{\Delta E}{hc} \lambda \right) \right]}, \quad (23)$$

а также соотношение $N_{\Phi} = 10^4 (\lambda P / hc)$. Здесь m_e^* — эффективная масса электронов, λ дается в мкм, P — плотность потока излучения в Вт/см², а N_{Φ} измеряется в фотон/см²·с.

При "умеренном" уровне инжекции, когда имеет место квадратичная зависимость тока от напряжения,

$$\left(\frac{j^*}{j} \right)_1 = \frac{p_2^*}{p_2} \left[1 + \frac{p_2}{\theta_2 (2N-N_D)} \frac{2N_D-3N}{N_D-N} \right] \left[1 + \frac{p_2^*}{\theta_2 (2N-N_D)} \frac{2N_D-3N}{N_D-N} \right]^{-1}, \quad (24)$$

а при "среднем" уровне инжекции, когда на ВАХ формируется сублинейная зависимость,

$$\left(\frac{j^*}{j} \right)_2 = \sqrt{\frac{p_1^* p_2^*}{p_1 p_2}} \quad (25)$$

В формулах (24) и (25) j представляет собой плотность тока при отсутствии примесного излучения. Их выражения можно получить из (18) и (22) при $p_{1(2)}^* = p_{1(2)}$, $n_{1(2)}^* = n_{1(2)}$.

Используя (24) и (25), можно легко определить токовые фоточувствительности S для соответствующих уровней инжекции:

$$S_1 = \frac{jA}{P} \left[\left(j^* / j \right)_{\kappa \text{ в}} - 1 \right], \quad (26)$$

$$S_2 = \frac{jA}{P} \left[\left(j^* / j \right)_{\epsilon \text{ вб}} - 1 \right], \quad (27)$$

где A — площадь светочувствительной поверхности фотодиода.

3. Обсуждение результатов

Ниже представлены результаты численных расчетов и даны объяснения наблюдавшимся особенностям. Расчеты проведены для $n\text{-Si}<\text{Zn}>$ при комнатной температуре $T=300\text{K}$. Использованы также следующие константы и параметры [4,12]: $n_n = 3,43$; $\Delta E_B = 4,96 \cdot 10^{-20}$ Вт·с; $\Delta E'_B = 9,12 \cdot 10^{-20}$ Вт·с; $E_g = 1,12$ эВ; $d = 0,04$ см; $\theta_{20} = 1,5 \cdot 10^{-4}$; $N = 6,72 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$; $p_1 = 6,8 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; $p_2 = 2,1 \cdot 10^9$ см $^{-3}$; $u_{n0} = 1350$ см 2 /В·с; $A = 2 \cdot 10^{-2}$ см 2 ; $u_p = 480$ см 2 /В·с; $W_{10} = 6,2 \cdot 10^{-7}$ см 3 ·с $^{-1}$; $W_{21} = 1,24 \cdot 10^{-9}$ см 3 ·с $^{-1}$; значение безразмерного эффективного электрического поля $\mathcal{E}$ на примесном центре рассчитано по методике, предложенной в [12].

При обычных интенсивностях излучения $N_\Phi \approx 10^{15} - 10^{17}$ фотон/см 2 ·с, p_1^* почти не изменяется и с хорошей точностью при численных оценках можно принять $p_1^* \approx p_1$. Анализ показал, что для изменения p_1^* необходимо выполнение неравенства $N_\Phi \geq 10^{23} + 10^{24}$ фотон/см 2 ·с. Такое поведение p_1^* , т.е. однократно отрицательно заряженного центра Zn в Si можно объяснить тем, что этот уровень перед освещением почти полностью заполнен электронами. Для того, чтобы освещение вырвало из уровня N^- электроны, необходимо, чтобы опустошились двукратно заряженные центры N^{--} . Это обеспечивается при достаточно большом уровне светового излучения. Вследствие этого при 300 К будет функционировать только уровень N^- . Свое максимальное значение $(j^*/j)_1$ принимает при длине волны $\lambda \approx 2$ мкм. Значение максимума тем больше, чем больше поток излучения. Например, по сравнению с $N_\Phi = 10^{15}$ фотон/см 2 ·с при $N_\Phi = 10^{17}$ фотон/см 2 ·с $(j^*/j)_1$ увеличивается примерно в 8,2 раза. Зависимость $(j^*/j)_1$ от N_Φ при различных значениях длины волны представляет собой монотонно возрастающую кривую, причем кривизна этой зависимости увеличивается примерно в 6-7 раз. Значение максимума $(j^*/j)_2$ при $N_\Phi = 10^{17}$ фотон/см 2 ·с растет примерно в 5,6 раз по сравнению с $N_\Phi = 10^{15}$ фотон/см 2 ·с. Значения $(j^*/j)_2$ меньше значений $(j^*/j)_1$ при одних и тех же λ . Таким образом, предсказанный квадратичный участок ВАХ $n\text{-Si}<\text{Zn}>$ более чувствителен к примесному освещению, чем последующий сублинейный участок.

Спектральная зависимость S_1 при 300 К представлена на рис.2а. Фоточувствительности S_1 и S_2 имеют максимальные значения на длине волны $\lambda \approx 2$ мкм и уменьшаются с ростом потока излучения. Как и следовало ожидать, с ростом приложенного напряжения увеличиваются фоточувствительности. Максимальное значение фоточувствительности на рабочей точке, находящейся на квадратичном участке ВАХ, при выбранных нами параметрах составляет примерно 290 А/Вт при $\lambda = 2$ мкм.

Обнаружительная способность D^* определяется выражением

$$D^* = \frac{1}{P} \frac{j_s}{j_n} \sqrt{\frac{\Delta f}{A}}, \quad (28)$$

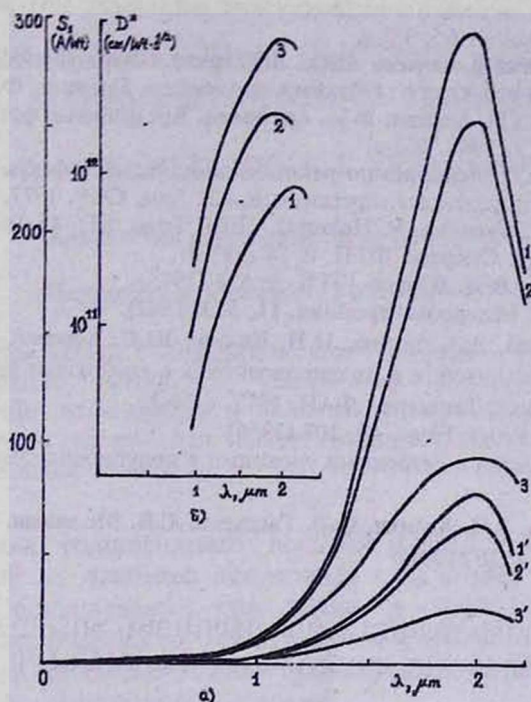


Рис.2.а) Спектральная зависимость токовой фоточувствительности S_1 при 300 К. Кривые 1, 2 и 3 построены для напряжения на базе 2 В, а кривые 1', 2' и 3' – при 4 В. Кривые построены при различных потоках излучения N_Φ в фот./см²·с: 1 и 1' при 10^{15} ; 2 и 2' при 10^{16} ; 3 и 3' при 10^{17} . б) Спектральная зависимость обнаружительной способности D^* при 300 К, $N_\Phi = 10^{15}$ фот./см²·с, $j = 3,64 \cdot 10^{-4}$ А/см². Кривые построены при различных частотах: 1–200 Гц; 2– 10^3 Гц; 3– 10^4 Гц.

где j_s – полезный ток сигнала, j_n – шумовой ток, Δf – полоса частот. В расчетах использовано выражение j_n , полученное нами для n -Si<Zn> в [4,13]. На рис.2б представлена спектральная зависимость D^* для наиболее чувствительной квадратичной области ВАХ (при $\Delta f = 1$ Гц j_c определяется выражением (19)). Спектральная зависимость D^* естественно повторяет ход S_1 и имеет максимальное значение при длине волны $\lambda \approx 2$ мкм, и при $N_\Phi = 10^{15}$ фотон/см²·с и $\omega = 10^4$ Гц $D_{\max}^* \approx 8,5 \cdot 10^{12}$ см²/Вг·с^{1/2}.

Настоящая работа выполнена в рамках тем 96-907 и 96-690, финансируемых Министерством науки и образования РА и при поддержке Relief Fund for Higher Learning Institutions in Armenia (Colorado, USA).

ЛИТЕРАТУРА

1. Полупроводниковые фотоприемники. Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. Под ред. В.И. Стафеева, М., "Радио и связь", 1984, 216 с.
2. Фотоприемники видимого и инфракрасного диапазонов. Под ред. Р.Дж. Кнесса, М., "Радио и связь", 1985, 325 с.
3. П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Ташкент, ФАН, 1981, 197 с.
4. Ф.В. Гаспарян, З.Н. Адамян, В.М. Арутюнян. Кремниевые фотоприемники. Ереван, изд. ЕГУ, 1989, 362 с.
5. В.М. Арутюнян. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1977, 322 с.
6. A. Maher, B.G. Streetman, N. Holonyak. IEEE Trans. ED, 16, 963 (1969).
7. Б.М. Гарин, В.И. Стафеев. ФТП, 6, 78 (1972).
8. Г.Э. Петрушина, В.И. Шопен. ФТП, 9, 578 (1975).
9. В.М. Арутюнян. Микроэлектроника, 11, 539 (1982).
10. Х.М. Абдураимов, Д.А. Аронов, П.Н. Книгин, Ю.С. Королев, С.В. Торосян. В кн. "Физические явления в полупроводниках с глубокими уровнями и оптоэлектроника". Ташкент, ФАН, 1977, с.24-31.
11. Н.У. Фан. Rep. Progr. Phys., 19, 107 (1956).
12. А. Меллис. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., "Мир", 1977, 562 с.
13. В.М. Арутюнян, З.И. Адамян, Ф.В. Гаспарян, С.В. Мелконян. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 34, 1226 (1991).

Si<Zn>-ի Զ ՊՍՏՐԱՍԿԱԾ ԽԱՌՆՈՒՂԱՅԻՆ ՖՈՏՈԸԼԵԿՏՐՈՆԻԿԻ
ՖՈՏՈԸԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱԿՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ֆ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Խառնուրդային լուսավորման ազդեցության տակ ռաունմասիքով են Si<Zn>-ից սխառ-րաստված ֆոտոդիոդների ֆիզիկական հատկությունները: Հետազոտվել են վոլտամպերային բնութագրերը, ֆոտոզգայունությունը, հայտնաբերողականությունը: Սենյակային ջերմաստիճանում, 10^4 Հց հաճախության տակ և ճառագայթման 10^{15} ֆոտ./սմ².վ հոսքի դեպքում, այիքի ≈ 2 մկմ երկարության վրա հայտնաբերողականության հաշվարկային արժեքը կազմել է $8,5 \cdot 10^{12}$ սմ/վտ.վ^{1/2}:

PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF IMPURITY PHOTODIODE MADE OF Si<Zn>

F. V. GASPARYAN, V. M. AROUTIOUNIAN

Physical properties of an injection impurity photodiode on the base of $p^{+}nn^{+}$ structures made of silicon doped with zinc are investigated. A model of development of the impurity diode with complicate band structure is presented. Silicon doped with zinc is suggested to use as a sensitive photoreceiver at the wavelengths of about $2\mu m$. Expressions for the impurity current photosensitivity and detectivity are obtained.

УДК 539.17:621.039

ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ В ПОДКРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В. М. ЖАМКОЧЯН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 13 сентября 1997 г.)

Исследованы подкритические режимы реактора БН-600, управляемого протонным ускорителем. Показано, что создание достаточно экономичной и безопасной энергетической установки на базе систем такого типа вполне реально при существующем уровне ускорительной техники.

Проблема расширенного воспроизводства ядерного горючего является одной из наиболее актуальных в развитии мировой ядерной энергетики. Общеизвестно, что, наряду с реакторами на тепловых нейтронах, работающими на торий-урановом цикле, существенная роль в решении этой проблемы должна принадлежать реакторам на быстрых нейтронах с уран-плутониевым циклом.

Другая важнейшая проблема современной ядерной энергетики связана с обеспечением безопасности реакторов. Здесь одно из перспективных направлений занимают исследования по подкритическим системам, управляемым ускорителями [1-3].

В нашей предыдущей статье [4] в качестве компонентов системы "протонный ускоритель-подкритический реактор" были рассмотрены серийные реакторы различных типов на тепловых нейтронах, включая жидкосолевой бридер MSBR-1000 на торий-урановом цикле. Целью настоящей работы является обобщение оценочных теоретических расчетов на случай энергетических комплексов, включающих реакторы на быстрых нейтронах. В качестве примера мы остановимся на реакторе средней мощности БН-600 в сочетании с протонным ускорителем с оптимальной энергией ускоренных протонов около 500 МэВ [4,5].

Как и ранее [4], мы предполагаем, что мишень, облучаемая ускоренными протонами, представляет собой цилиндр радиусом R_0 и высотой H , равной высоте активной зоны реактора. Исходя из результатов [4], мы выбираем наиболее оптимальное — центральное расположение мишени. Как и в [4], ограничимся одноразовым приближением. Это касается как нейтронов, выбиваемых из мишени, так и нейтронов деления (с учетом близости их средних энергий [5,6]). Большая точность в данной работе не представлялась оправданной, главным образом ввиду отсутствия необходимых детальных данных о

реакторе БН-600. В этом приближении уравнение баланса нейтронов в активной зоне имеет вид

$$\Delta\Phi + \frac{k_{\infty} - 1}{M^2} \Phi = 0, \quad (1)$$

где Φ — скалярный поток нейтронов, k_{∞} — коэффициент размножения для данной размножающей среды, M^2 — соответствующая площадь миграции нейтрона. В случае мишени, изготовленной из неактивного материала, в пренебрежении поглощением нейтронов внутри мишени, граничное условие на ее поверхности выражается равенством

$$j = -D \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_{r=r_0}, \quad (2)$$

где j — плотность потока нейтронов, излучаемых поверхностью мишени, D — одногрупповой коэффициент диффузии. (Использовано приближение Фика [7]). Если R и H — экстраполированные радиус и высота активной зоны реактора, то решения уравнения (1) должны также удовлетворять краевым условиям

$$\Phi(r, z) \Big|_{z=\pm \frac{H}{2}} = 0, \quad \Phi(r, z) \Big|_{r=R} = 0. \quad (3)$$

При этом решения уравнения (1) принимают вид

$$\Phi(r, z) = c \cdot \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \left[J_0(\alpha r) - \frac{J_0(\alpha R)}{N_0(\alpha R)} N_0(\alpha r) \right], \quad (4)$$

где c — нормированная постоянная, $J_0(x)$ и $N_0(x)$ — функции Бесселя нулевого порядка,

$$\alpha^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{M^2} - \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (5)$$

Выражение (4) соответствует положительным значениям α^2 .

Следуя [4], предположим для простоты, что распределение по вертикальной координате z для плотности потока нейтронов j , испускаемых мишенью, имеет вид $j = j_0 \cos(\pi z/H)$. В этом случае условие (2) приводит к следующему выражению для множителя c в (4):

$$c = \frac{j_0}{D\alpha} \left[J_1(\alpha R_0) - \frac{J_0(\alpha R)}{N_0(\alpha R)} N_1(\alpha R_0) \right]^{-1}. \quad (6)$$

В отсутствие мишени значение коэффициента размножения, соответствующее критическому состоянию в номинальном рабочем режиме, определяется выражением [7]:

$$k_{\infty}^{(0)} = 1 + M^2 \left[(\xi/R)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 \right], \quad (7)$$

где $\xi = 2,4048$ — первый корень функции $J_0(x)$.

Наличие мишени в активной зоне при прочих фиксированных параметрах системы приводит к появлению отрицательной реактивности, и значение (7) для $k_{\infty}^{(0)}$ уже будет соответствовать

критическому состоянию реактора. В используемом подходе для такого критического состояния (при нулевом токе ускорителя) граничное условие должно определяться равенством нулю результирующей плотности потока (2). Приравнявая нулю правую часть (2) и решая полученное уравнение относительно α , можно найти значение $\alpha_{кр}$ (а с помощью (5) и k_{∞}^{kp}), отвечающее критическому состоянию при наличии мишени.

Согласно схеме обозначений [7], эффективный коэффициент размножения определится при этом следующим образом:

$$k_{эф} = k_{\infty} / k_{\infty}^{kp}. \quad (8)$$

Как и в [4], диаметр мишени — источника нейтронов принимался равным 17 см. Поскольку высота активной зоны БН-600 равна 75 см, размеры мишени удовлетворяли условиям работ [5,8], и для определения выхода нейтронов в расчете на один ускоренный протон можно было использовать данные, приведенные в [5].

На рис.1 представлены расчетные кривые, описывающие распределение нейтронного потока $\Phi(r,0)/\Phi_{max}$ в активной зоне БН-600 при работе в подкритическом режиме при различных значениях $k_{эф}$ (Φ_{max} — максимальное значение нейтронного потока при фиксированном токе ускорителя). В расчетах были использованы данные о БН-600 и одnogрупповые параметры для реакторов типа БН, приведенные в [9] ($M^2 = 300 \text{ см}^2$, $D = 1,6 \text{ см}$).

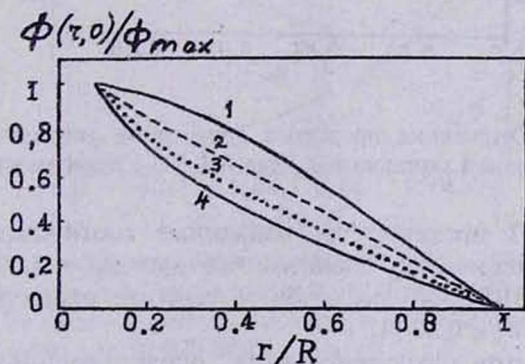


Рис.1. Отношения $\Phi(r,0)/\Phi_{max}$ для реактора БН-600 в зависимости от относительного радиуса r/R при различных значениях $k_{эф}$. 2 — $k_{эф} = 0,98$; 3 — $k_{эф} = 0,96$; 4 — $k_{эф} = 0,94$. Кривая 1 соответствует форме распределения в номинальном критическом режиме ($k_{эф} = 1$).

Следует обратить внимание на относительно небольшие искажения формы потока при уменьшении $k_{эф}$ по сравнению с аналогичным эффектом для энергетических реакторов на тепловых нейтронах (см. [4]). Отсюда сразу можно сделать вывод о перспективности использования реакторов типа БН в подкритическом режиме. Причиной такого поведения кривых являются, в основном, относительно малые размеры активной зоны и, соответственно,

существенно большие значения коэффициента размножения k_{∞} для каждого из рассмотренных режимов. Так, в используемом приближении значение $k_{\infty}^{(0)}$ для реактора БН-600 составляет 1,69, в то время как для реактора на тепловых нейтронах ВВЭР-440 $k_{\infty}^{(0)} \approx 1,03$ [4].

Максимальная допустимая плотность энерговыделения для данного реактора определяется максимальной величиной потока $\Phi_{\max}^{(0)}$ при работе в номинальном критическом режиме. Отсюда следует, что, сравнивая интегралы по объему активной зоны $\int \Phi^{(0)}(r)dr$ (номинальный критический режим) и $\int \Phi(r)dr$ (подкритический режим с ускорителем, $\Phi(r) \leq \Phi_{\max}^{(0)}$), можно найти отношение предельно допустимой мощности $W_{\max}(k_{\text{эф}})$ при работе с ускорителем к номинальной мощности реактора W_0 .

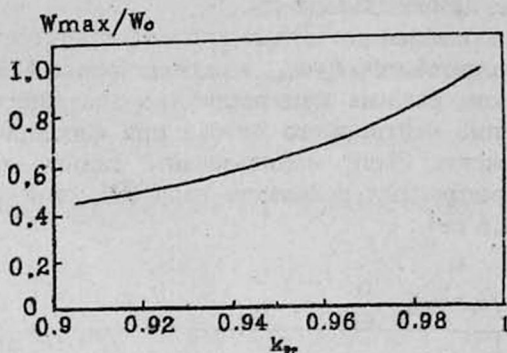


Рис.2. Отношение предельно допустимой мощности $W_{\max}$ к номинальной мощности W_0 для БН-600 в зависимости от $k_{\text{эф}}$.

На рис.2 представлены найденные соотношения $W_{\max}/W_0$ при различных значениях $k_{\text{эф}}$. Отметим, что при $k_{\text{эф}} = 0,98$, $W_{\max}/W_0 \approx 0,81$, тогда как для ВВЭР-440 аналогичное значение оказывалось всего лишь на уровне $W_{\max}/W_0 \approx 0,57$ [4].

Основными характеристиками, определяющими эффективность работы системы ускоритель-реактор, являются коэффициент выигрыша G , равный отношению выходной электрической мощности реактора $W_{\text{эл}}$ к мощности $W_{\text{уск}}$ потребляемой ускорителем, а также соответствующий ток ускорителя $I_{\text{уск}}$.

С помощью выражений (4) и (6) можно найти величину амплитуды плотности потока $j_0 = j_0^{(\max)}$, обеспечивающей (при данном $k_{\text{эф}}$) максимальное значение скалярного потока (4), равное аналогичному значению $\Phi_{\max}^{(0)} = 10^{16}$ нейтрон/см²·сек [9] в номинальном критическом режиме. Интегрируя $j_{\max} = j_0^{(\max)} \cos(\pi z/H)$ по боковой поверхности цилиндрической мишени, находим полное число нейтронов, излучаемых мишенью в максимальном режиме в единицу времени: $J_{\max} = 4HR_0 j_0^{(\max)}$, откуда следуют выражения для тока протонного

ускорителя и потребляемой им мощности:

$$I_{\text{уск}}^{(\text{max})} = \frac{e}{n} j_0^{(\text{max})} 4HR_0, \quad (9)$$

$$W_{\text{уск}}^{(\text{max})} = c_1 \frac{e}{n} 4HR_0 j_0^{(\text{max})} T_p, \quad (10)$$

где n — выход нейтронов на один протон для данного материала мишени и при данной кинетической энергии ускоренных протонов T_p ; c_1 — коэффициент, учитывающий непроизводительные потери мощности в ускорительной системе.

Далее, используя найденные отношения $W_{\text{max}}(k_{\text{эф}})/W_0$, можно определить коэффициенты выигрыша $G = W_{\text{max}}/W_{\text{уск}}$ при различных значениях $k_{\text{эф}}$.

На рис.3 (кривая а) представлены расчетные величины $G(k_{\text{эф}})$, а на рис.3 (кривая б) — токи ускорителя в максимальном режиме при энергии ускоренных протонов 470 МэВ. В расчетах были использованы данные [5] по величинам n для мишени из обедненного урана. Предполагалось также, что потери мощности в ускорительной системе составляют 2/3 от потребляемой мощности.

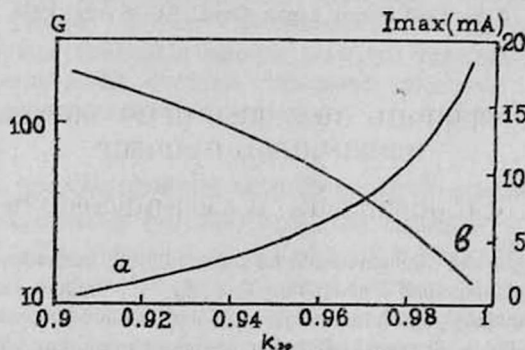


Рис.3.а) Коэффициенты выигрыша $G=W_{\text{эл}}/W_{\text{уск}}$ для БН-600 в зависимости от $k_{\text{эф}}$ при энергии ускоренных протонов $T_p=470$ МэВ. б) Токи ускоренных протонов в максимальном режиме для БН-600 при $T_p=470$ МэВ.

Согласно приведенным результатам, тандем "БН-600 — протонный ускоритель" может стать вполне приемлемой энергетической системой, причем, в отличие от серийных реакторов на тепловых нейтронах [4], даже при величинах $k_{\text{эф}} \geq 0,95$.

Это следует как из достаточно высоких коэффициентов выигрыша G (рис.3а) в указанном интервале $k_{\text{эф}}$, так и из необходимых токов ускоренных протонов (рис.3б), которые соответствуют уже действующим ускорителям [10,11].

На первый взгляд, такой вывод может показаться парадоксальным ввиду значительных нейтронных потоков в реакторах типа БН, более чем на два порядка превышающих аналогичные величины для реакторов на тепловых нейтронах. Однако, условие источника (2) связывает плотность потока j внешних нейтронов не с

потоком Φ , а лишь с его градиентом. Кроме того, как уже указывалось, форма распределения для Φ в подкритических режимах оказывается для реакторов типа БН существенно более благоприятной, чем для крупных энергетических реакторов на тепловых нейтронах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. of the Eighth Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. 24-28 June 1996. Obninsk, Russia.
2. Proc. of the Fourth European Particle Accelerator Conf., 27 June - 1 July 1994. London.
3. Proc. of the Second Intern. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications. 3-7 June 1996. Kalmar, Sweden.
4. В.М. Жамкочян, А.Г. Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 32 (1998).
5. Ю.М. Адо и др. Атомная энергия, 77, 300 (1994).
6. О.В. Киселев и др. Атомная энергия, 77, 167 (1994).
7. С.М. Фейнберг, С.В. Шихов, В.В. Троянский. Теория ядерных реакторов. т.1, М., Атомиздат, 1978.
8. Р.Г. Васильков и др. Атомная энергия, 44, 329 (1978).
9. А. Уолтер, А. Рейнольдс. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. М., Энергоиздат, 1986.
10. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ P2-94-56, 1994.
11. H. Klein. Proc. of the 1994 Intern. Linac. Conf., 21-26 Aug. 1994. Tsukuba, Japan, v.1, p.322.

ՄԻՋ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ ԱՐԱԳ ՆԵՅՏՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՏՈՐ

Վ. Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ, Ա. Զ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Ուսումնասիրված են պրոտոնային արագացուցիչով կառավարվող BN-600 տիպի ռեակտորի միջկրիտիկական ռեժիմները: Ցույց է տրված, որ ժամանակակից արագացուցչային տեխնիկայի հնարավորությունների սահմաններում կարելի է ստեղծել անվտանգ և շահույթաբեր մի սարք հիմնված արագացուցիչ-ռեակտոր համալիրի վրա:

NUCLEAR REACTOR ON FAST NEUTRONS IN SUBCRITICAL MODE

V. M. ZHAMKOCHYAN, A. G. KHUDAVERDYAN

The subcritical modes of operation of the BN-600 reactor driven by proton accelerator are investigated. It is shown that the creation of sufficiently economical and safe power plant on the base of such type system is quite real at the existing level of the accelerator technique.

УДК 548.732

МОДУЛИРОВАННОЕ КОМПТОНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, РАССЕЯННОЕ НА ЛЕГКИХ АТОМАХ

М. А. НАВАСАРДЯН, О. С. СЕМЕРДЖЯН, Р. Ц. ГАБРИЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 29 апреля 1997 г.)

Показано, что в случае комптоновского рассеяния, когда ожидаемая потеря энергии фотоном меньше, чем энергия К-края поглощения рассеивающего атома, интенсивность рассеяния настолько слаба, что невозможно восстановить картину модуляции рассеянного излучения. Это дает возможность исследовать процесс рассеяния с различных точек зрения. Наблюдалось, в частности, что при одновременном наличии в данном веществе тяжелых и легких атомов процесс поглощения фотонов тяжелыми атомами превалирует над процессом рассеяния легкими атомами.

Появление способа двойной модуляции рентгеновского излучения с целью передачи сигналов в работах [1-3] дало возможность модулировать это излучение во всем звуковом (до 20 кГц) и в близком ультразвуковом диапазонах (до 30 кГц). Используя такие пучки, в работе [4] были возбуждены глубокие энергетические уровни у некоторых атомов (иттрий, железо) и получены отклики (эхо) такого излучения из "недр" атомов. Хорошие результаты были получены и при рассмотрении атомов с тяжелыми (тяжелее Mo) и со средними атомными номерами (легче Mo); в частности, удалось возбудить и регистрировать флуоресцентное излучение как от L, так и от K уровней соответствующих атомов [5].

В настоящей работе рассматривается возможность наблюдения (регистрации) потоков комптоновски-рассеянных (неупруго-рассеянных) фотонов у самых легких атомов (H, Li, Be, B, C, N, O, F, Na, Mg, Al, Si). При этом особое внимание уделено влиянию энергий уровней этих атомов на процесс взаимодействия излучений с этими же атомами. Необходимость такой работы диктуется тем, что в настоящее время нет определенной взаимосвязи между величиной потерянной энергии фотона и электрона отдачи и начальных состояний энергетических уровней электронов исследованных атомов, хотя имеется много исследований относительно соотношений интенсивностей комптоновски-рассеянного и когерентно-рассеянного излучений [6,7].

Схема возбуждения и регистрации комптоновского излучения, которая идентична схеме для регистрации рентгенфлуоресцентного излучения, описанного в работах [4,5], представлена на рис.1 (схема модуляции падающего пучка не показана). Эксперимент проводился по ниже-

приведенной последовательности. Вещество с легкими атомами (1) (чисто атомарное вещество или соединение) располагается на пути заранее модулированного на рентгеновском модуляторе дифрагированного рентгеновского излучения (2), и в образце генерируется комптоновское излучение (3), которое регистрируется сцинтилляционным детектором (4) со входным бериллиевым окном (5). Для получения модулированного пучка (6) кварцевый или другой модулятор устанавливается с помощью гониометра в отражающее положение для данной длины волны ($0,71 \text{ \AA}$) и для данного семейства атомных плоскостей (например (1011) для кварца), а затем высокочастотными и низкочастотными генераторами в кристалл-модуляторе возбуждается модулированное акустическое колебание, в результате чего в нем образуется модулированное дифрагированное рентгеновское излучение определенной длины волны, согласно условию Брэгга. Для наблюдения картины модуляции излучения после детектора в цепь включены интегрирующая схема (6), усилитель (7) и осциллограф (8), а для того, чтобы услышать модулированный сигнал, проходящий через рентгенпучок, к схеме соединяется также громкоговоритель (9). Детектирование комптоновски-рассеянных фотонов (3) производится под углом $\sim 90^\circ$ по отношению к падающему (2) пучку.

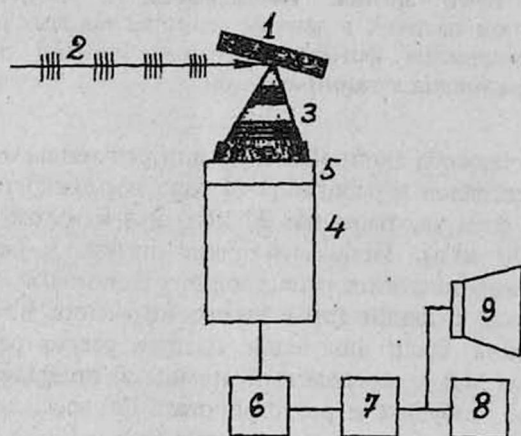
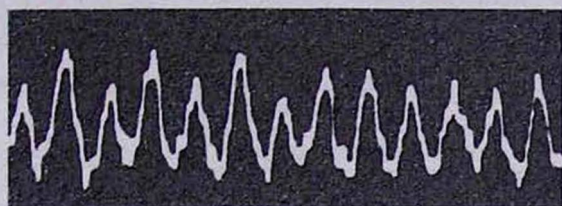


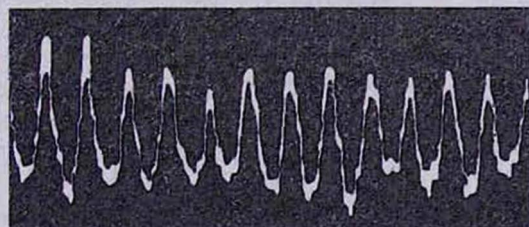
Рис.1. Схема возбуждения и регистрации модулированного комптоновского излучения. 1 — образец с легкими атомами, 2 — модулированный первичный пучок, 3 — модулированное комптоновское излучение, 4 — детектор, 5 — бериллиевое окно у сцинтиллятора, 6 — интегрирующая схема, 7 — усилитель, 8 — осциллограф, 9 — громкоговоритель.

Излучение, обусловленное электронными переходами (рентгенфлуоресцентное излучение) этих атомов, находится в длинноволновой области спектра и не проникает через бериллиевое окно с толщиной $t = 0,4 \text{ мм}$ у входа сцинтилляционного счетчика (5), а томсоновское рассеяние сравнительно слабо для легких элементов, и поэтому такие фотоны не имеют существенного значения. Кроме пяти элементов — бериллий, углерод, магний, алюминий, кремний, которые

находились также в чистом, атомарном состоянии, все остальные элементы входили в состав химических соединений: N — в натриевой селитре, кислород — в составе воды, лейкосапфира, кварца, древесины, ваты и т.д. Углерод, кроме алмаза и графита, находился также в составе парафина (C_nH_{2n+2}), целлюлозы ($C_6H_{10}O_5$), кальцита ($CaCO_3$), сегнетовой соли ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$), оргстекла (полиметилметакрилата — $(C_5H_8O_2)_x$) и хлоропренового каучука (C_4H_5Cl)_x (см. таблицу). Данные о химических соединениях взяты из книги [8]. На рис.2 показана картина модуляции интенсивности излучения комптоновского рассеяния на образцах бериллия и углерода (графита). Аналогичные картины получены и на других образцах, указанных в таблице (+). Из-за малой интенсивности рассеянных фотонов нам не удалось наблюдать четкой модуляции рассеянного излучения на чистом Si, Mg, Al, несмотря на малый атомный номер этих элементов (для наблюдения модуляции необходимы большие мощности рассеянных фотонов, а именно, $5 \cdot 10^4 - 10^5$ фотон/сек и более, достигающие до спинтиллятора детектора).



а



б

Рис.2. Картины модуляции комптоновского излучения, рассеянного на бериллии (а) и углероде (б) при низкочастотном колебании; $\nu = 1000$ Гц, резонансная частота модулятора $\nu_0 = 9,984$ мГц.

Известно, что фотоны при взаимодействии с почти свободными электронами атомов теряют часть своей энергии и образуются новые фотоны с большими длинами волн. Это изменение длины волн выражается формулой

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta), \quad (1)$$

Таблица

№	Химический элемент и вещество		Порядковый номер основного химического элемента и характер отклика	К-край поглощения, эВ
1	H (H ₂ O)	вода	1 (+)	13,6
2	Li (LiF)	фтористый литий	3 (+)	54
3	Li (LiNbO ₃)	ниобат лития	3 (-)	54
4	Be	бериллий	4 (+)	111
5	B (B ₄ C)	карбид бора	5; 6 (+)	192; 283
6	C	графит (алмаз)	6 (+)	283
7	C (CaCO ₃)	кальцит	6 (-)	283
8	N (NaNO ₃) N (KNO ₃)	натриевая селитра калиевая селитра	7 (+ ? -)	400
9	O (Al ₂ O ₃), (SiO ₂)	сапфир, кварц	8 (-)	531
10	F (CaF ₂)	фтористый кальций	9 (-)	689
11	Na (NaCl)	каменная соль	11 (-)	1071
12	Mg	магний	12 (-)	1303
13	Al	алюминий	13 (-)	1560
14	Si	кремний	14 (-)	1840
15	K (KCl)	силвин	19 (-)	3608
16	H, C (C _n H _{2n+2})	парафин	1; 6 (+)	13,6; 283
17	H, C (C ₆ H ₁₀ O ₅)	целлюлоза	1; 6 (+)	13,6; 283
18	H, C (NaKC ₄ H ₄ O ₆ ·4H ₂ O)	сегнетова соль	1; 6 (+)	13,6; 283
19	H, C (C ₅ H ₈ O ₂) _x	оргстекло полиметилметакрилат	1; 6 (+)	13,6; 283
20	H, C (C ₄ H ₅ Cl) _x	хлоропреновый каучук	1; 6 (+)	13,6; 283

где h — постоянная Планка, m_0 — масса покоя электрона, c — скорость света, θ — угол между направлением падающего излучения и рассеянного фотона. В результате такого взаимодействия появляются электроны отдачи, которые приобретают энергию, равную разнице энергий этих фотонов [6]:

$$E_{\text{кин}} = h\nu \frac{2 \frac{h\nu}{m_0 c} \cdot \cos^2 \varphi}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_0 c}\right)^2 - \left(\frac{h\nu}{m_0 c}\right)^2 \cdot \cos^2 \varphi}, \quad (2)$$

где φ — угол между направлением падающего фотона и направлением движения электронов отдачи. $E_{\text{кин}}$ приобретает значение от нескольких

до сотен эВ. Величина $E_{кин}$ зависит от величины $h\nu$ падающего фотона и от угла вылета φ . Если учесть то обстоятельство, что $\Delta\lambda$ рассеянного под углом 90° фотона не зависит от λ и имеет значение $\Delta\lambda = 0,024 \text{ \AA}$, то соответствующая разница в энергиях этих фотонов, т.е. $\Delta E = h\nu^1 - h\nu$, при MoK_α излучении приобретает значение до $\Delta E \approx 500 - 1000 \text{ эВ}$. Как показали наши наблюдения, если атом в состоянии получить такую порцию энергии, то он может и рассеивать. А атом может получить эту порцию, если будут возбуждены его соответствующие уровни. Это вытекает из поведения исследованных веществ, а именно, фотоны рассеиваются на тех атомах, для которых выполняется условие $\Delta E \geq E_{край}$ ($E_{край}$ — энергия любого края поглощения данного атома). Следовательно, критерием свободности электрона является выполнение для них этого условия. Отсюда и вытекает пороговый характер величины интенсивности комптоновски-рассеянных фотонов.

Таким образом, если энергия К-края или любого другого края поглощения данного легкого атома больше, чем энергия, потерянная фотоном (для O, N, Mg, Al, Si это имеет место для MoK_α излучения), то атомы этих элементов не возбуждаются, и следовательно, они сильно не рассеивают и детектор не реагирует на рассеянный модулированный пучок. В нашем случае это происходит для веществ со знаком (-) (см. табл.), т.е. в атомах O, N, Mg, Al, Si не возбуждается достаточно интенсивный модулированный комптоновский пучок. Понятно, что при увеличении энергии $h\nu$ падающего фотона эти атомы будут сильно рассеивать, так как они будут поглощать потерянную порцию энергии. Фактически это наблюдалось в общеизвестной работе Бу [9], в которой, однако, этому обстоятельству не уделено никакого внимания. В этой работе применялось AgK_α излучение и атомы Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca дали удовлетворительное рассеяние интенсивности для обычных методов регистрации (без модуляции), т.к. в этом эксперименте количественные элементы ограничения интенсивностей не сыграли определенной роли. И напротив, они имеют существенное значение в нашем эксперименте для воспроизведения картины модуляции рентгеновского пучка. В этой же работе [9] для сравнительно тяжелых элементов — Cr, Fe, Ni, Cu — имеется слабое комптоновское рассеяние. В нашем же случае Mo слабое рассеяние начинается с элементов Mg, Al, Si. По-видимому, для элементов от Na до Ca в работе [9] определенную роль играет их L край поглощения, так как у них L серия имеет значительную интенсивность (энергия L края поглощения у них меньше, чем ΔE для AgK_α излучения). Данные относительно энергий уровней и взаимосвязи $\Delta\lambda$ и ΔE взяты из книги [10].

Таким образом, основные результаты настоящей работы заключаются в следующем:

1. Достаточно высокая интенсивность комптоновски-рассеянных фотонов при MoK_α излучении получается и регистрируется в качестве модулированного пучка у самых легких элементов H, Li, Be, B, C, но начиная с N и O число рассеянных фотонов резко падает и модуляция рассеянных фотонов прекращается. А резкий переход между этими группами элементов связан с тем, что поглощение фотонов имеет пороговый (резонансный) характер.

2. Интересно отметить и то обстоятельство, что если легкий атом

находится в составе соединения, у которого имеется и атом с большим коэффициентом поглощения (Li и C в соединениях LiNbO_3 , CaCO_3 соответственно), то в этих случаях также нет достаточного количества рассеянного излучения. По-видимому, это связано с тем, что процесс поглощения фотона тяжелыми атомами в сложных (составных) молекулах превалирует над процессом комптоновского рассеяния из-за того, что коэффициент поглощения у тяжелых атомов зависит от четвертой степени его атомного номера Z . Поэтому фотоны в основном поглощаются на тяжелых атомах, а возбужденные в последних рентгенфлуоресцентные излучения не фиксируются, т.к. они не проникают через бериллиевое окно и не регистрируются детектором. Если в соединениях нет сильно поглощающих элементов (H_2O , LiF , $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$ и т.д.), то комптоновское рассеяние на легких атомах выражается сильно и регистрируются модулированные пучки. Модуляция пучка наблюдается и тогда, когда число легких атомов в соединении намного больше числа тяжелых атомов (парафин, оргстекло, сегнетовая соль, каучук и т.д.). Таким образом, имеется некоторая конкуренция между процессом поглощения фотонов атомами с большим коэффициентом поглощения и процессом комптоновского рассеяния со стороны легких элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А. Навасардян, Ю.Р. Назарян, В.К. Мирзоян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 14, 425 (1979).
2. А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, В.К. Мирзоян и др. АС СССР №1327716, 01.04.1987.
3. М.А. Навасардян, П.А. Безирганян, К.Т. Айрапетян, С.С. Галстян. АС СССР №1642933, 15.12.1990.
4. М.А. Навасардян, Ц.М. Навасардян, Р.Ц. Габриелян. Ученые записки ЕГУ, 2, 112 (1995).
5. М.А. Навасардян, О.С. Семерджян, Р.Ц. Габриелян. Изв. НАН Армении, Физика, 32, 144 (1997).
6. М.А. Блохин. Физика рентгеновских лучей. М., ИТТЛ, 1957.
7. А. Комптон, С. Аллисон. Рентгеновские лучи, теория и эксперимент. М.-Л., ОГИЗ, 1941.
8. Краткий справочник химика, под ред. Б.В. Некрасова, М., Госхимиздат, 1954.
9. Y.H. Woo. Phys.Rev., 27, 119 (1926).
10. М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. Рентгеноспектральный справочник. М., Наука, 1982.

MODULATED COMPTON RADIATION SCATTERED BY LIGHT ATOMS

M. A. NAVASARDIAN, H. S. SEMERGIAN, R. Ts. GABRIELIAN

It is shown that when supposed energy lost by photon in the Compton scattering is less than the energy of the K-absorption edge of a given atom (of which a matter is consisted), then the intensity of scattered radiation in some cases is so weak that the modulation of the primary beam cannot be reproduced. It gives a possibility to investigate the process of scattering from different points of view. In particular, there has been observed the superiority of the phenomenon of the absorption by heavy atoms, in comparison with the process of photons scattering by light atoms at their simultaneous presence in the compound matter.

К 70-ЛЕТИЮ АНДРЕЯ ЦОЛАКОВИЧА АМАТУНИ

Исполнилось 70 лет со дня рождения и более 45 лет научно-педагогической и научно-организационной деятельности А.Ц. Амамуни, доктора физико-математических наук, профессора, академика Национальной Академии Наук, заслуженного деятеля науки Армении.

А.Ц. Амамуни является известным как в странах СНГ, так и в далеком зарубежье физиком-теоретиком широкого профиля. На его становление как специалиста оказали существенное влияние три основные школы советской теоретической физики — А.А.Власова, Н.Н.Боголюбова, Л.Д.Ландау.

Около 100 трудов, опубликованных А.Ц. Амамуни по теории антиферромагнетизма, теории излучения и ионизационных потерь заряженных частиц, прикладной физике, получили широкое признание и являются существенным вкладом в эти области науки.

В цикле работ по квантовой теории антиферромагнетизма А.Ц.Амамуни, используя и развивая метод элементарных возмущений Боголюбова-Тябликова, более полно исследовал основное и возбужденные состояния антиферромагнетика.

А.Ц. Амамуни внес значительный вклад в исследование свойств переходного излучения. Решение им ряда задач теории переходного излучения способствовало выяснению возможностей его практического использования в физике высоких энергий.

А.Ц. Амамуни, своевременно оценив адекватность методов нелинейного функционального анализа для изучения некоторых уравнений теории элементарных частиц, сумел эффективно применить эти методы для описания ряда свойств сильных взаимодействий. В цикле работ по применению теории комплексных моментов к фоторождению адронов А.Ц. Амамуни и сотрудникам удалось описать большую совокупность существовавших в то время экспериментальных данных и дать целый ряд новых теоретических предсказаний.

А.Ц. Амамуни принимал активное участие в разработке физического проекта, а в дальнейшем — программы реконструкции и совершенствования Ереванского электронного синхротрона.

В 1985-92 годы А.Ц. Амамуни совместно с учеными ЕрФИ и ФИАН принял участие в разработке проекта и сооружении уникальной установки "АНИ" на высокогорной станции по изучению космических лучей на горе Арагац. Эта установка, после завершения ее поэтапного сооружения, позволила бы комплексно исследовать ядерные столкновения при рекордных энергиях, недоступных пока на самых крупных ускорителях мира.

В ряде работ последнего времени А.Ц. Амамуни и сотрудников проведены исследования новых принципов ускорения заряженных частиц, с которыми, возможно, будет связано будущее ускорителей нового поколения. Цикл работ А.Ц. Амамуни и сотрудников по новым методам ускорения, представленный на конкурс Международного научно-технического центра, получил грант на 1996-1998гг.

В последние годы А.Ц. Амамуни выполнил ряд прикладных исследований по применению ускорителей заряженных частиц в

оборонных целях, для синтеза алмаза, для создания радиационнобезопасных подкритических ядерных реакторов. Последние два направления этих работ нашли свое продолжение в усилиях групп специалистов Института.

А.Ц. Амагуни автор и соавтор ряда исследований по истории развития физики в Армении. В частности, он принял активное участие в создании "Летописи Ереванского физического института", первая часть которой (1942-1957гг.) в настоящее время готовится к печати.

А.Ц. Амагуни является автором и соавтором около ста научных публикаций; основные результаты этих работ доложены на Всесоюзных и Международных конференциях и вошли в обзоры различных авторов, изданных в России и за рубежом.

С 1965 по 1973гг., находясь на посту первого заместителя директора, а с 1973г. по 1992г. — директора Ереванского физического института, А.Ц. Амагуни внес значительный вклад в разработку и осуществление научной программы Института, выполнение которой привело к получению ряда важных результатов в области физики элементарных частиц, атомного ядра, космических лучей и методики физического эксперимента.

А.Ц. Амагуни большое внимание уделял расширению и развитию экспериментальной и производственной баз Института. При его непосредственном участии в Институте был создан в свое время самый крупный в республике вычислительно-измерительный центр, существенно расширилась лабораторная база института, сооружена новая механическая мастерская, где планировался, наряду с уникальной электрофизической аппаратурой, также и выпуск малых ускорителей электронов для нужд народного хозяйства и медицины.

А.Ц. Амагуни, начиная с 1950г. по 1988г., преподавал теоретическую физику в высших учебных заведениях республики. Под его руководством защитили кандидатские диссертации семь сотрудников ЕрФИ, из коих двое впоследствии защитили докторские диссертации. А.Ц. Амагуни много сделал и делает для подготовки высококвалифицированных молодых ученых и специалистов. Он многие годы является Председателем Ученого Совета по защите кандидатских и докторских диссертаций по специальностям "теоретическая физика", "физика элементарных частиц и атомного ядра", "физика и техника пучков частиц", "методика эксперимента".

Научные заслуги А.Ц. Амагуни по достоинству были оценены научной общественностью Республики избранием его в 1996г. действительным членом Национальной Академии Наук.

В 1997г. указом Президента Российской Федерации он награжден орденом "Дружбы" за вклад в развитие атомной науки и техники и развития сотрудничества в этой области. Научные и научно-организационные достижения А.Ц. Амагуни ранее также были отмечены орденами и медалями; в 1991 году ему присвоено звание заслуженного деятеля науки Армении.

Поздравляя Андрея Цолаковича Амагуни с 70-летним юбилеем, его коллеги, ученики и друзья желают ему крепкого здоровья, новых успехов в научной и научно-организационной деятельности на благо развития отечественной науки и техники.

Редколлегия

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ս.Թ.Գևորգյան. Կրիտիկական երևույթը և քվանտային ֆլուկտուացիաները երրորդ հարմոնիկի գեներացիայի ժամանակ.	103
Ա.Վ.Պապոյան. Ատոմական ռեզոնանսային զոնի բախումային ինքնալայնացման չափումը սելեկտիվ անդրադարձման փորձում.	109
Հ.Ս.Երիցյան. Արհեստական միաբեկող երկպարույրային, մագնիսական և գիրոտրոպ միջավայրեր.	115
Վ.Հ.Վարդանյան, Ա.Լ.Գյուլամիրյան, Վ.Ա.Շինդյան, Գ.Ռ.Բադալյան, Ա.Մ.Գույան. Բջջի թաղանթներում ջերմաէլեկտրի չափման մասին.	122
Ֆ.Վ.Գասպարյան, Վ.Մ.Հարությունյան. Si<Zn>-ից պատրաստված խառնուրդային ֆոտոընդունիչի ֆոտոէլեկտրական հատկությունները.	132
Վ.Մ.Ժամկոչյան, Ա.Հ.Խոտալեղյան. Մինչկրիտիկական ռեժիմում արագ նեյտրոններով միջուկային ռեակտոր.	141
Մ.Ա.Նավասարդյան, Հ.Ս.Սեմերջյան, Ռ.Յ.Գաբրիելյան. Մոդուլացված կոմպտոնյան ճառագայթում ցրված քեթև ատոմների վրա.	147
Ա.Յ.Ամատունու 70-ամյակին.	153

CONTENTS

S.T.Gevorkyan. Critical phenomena and quantum fluctuations in third harmonic generation.	103
A.V.Papoyan. Measurement of collisional selfbroadening of atomic resonance lines in selective reflection experiment.	109
H.S.Eritsyan. Artificial monorefringating, double-helical and magnetic gyrotropic media.	115
V.O.Vartanyan, A.L.Gyulamiryan, V.A.Shindyan, G.R.Badalyan, A.M.Gulian. On measurements of thermoelectricity in HTSC films. ...	122
F.V.Gasparyan, V.M.Aroutiounian. Photoelectrical properties of impurity photodiode made of Si<Zn>.	132
V.M.Zhamkochyan, A.G.Khudaverdyan. Nuclear reactor on fast neutrons in subcritical mode.	141
M.A.Navasardian, H.S.Semergian, R.Ts.Gabrielian. Modulated Compton radiation scattered by light atoms.	147
On the 70th birthday of A.Ts.Amatuni.	153

СОДЕРЖАНИЕ

С.Т.Геворкян. Критическое явление и квантовые флуктуации в генерации третьей гармоники.	103
А.В.Папоян. Измерение столкновительного самоуширения атомных резонансных линий в эксперименте селективного отражения. ...	109
О.С.Ерицян. Искусственные однопреломляющие, двухспиральные и магнитные гиротропные среды	115
В.О.Вартанян, А.Л.Гюламирян, В.А.Шиндян, Г.Р.Бадалян, А.М.Гулян. Об измерении термоэдс в пленках ВТСП.	122
Ф.В.Гаспарян, В.М.Арутюнян. Фотоэлектрические свойства примесного фотоприемника из $Si<Zn>$	132
В.М.Жамкоцян, А.Г.Худавердян. Ядерный реактор на быстрых нейтронах в подкритическом режиме	141
М.А.Навасардян, О.С.Семерджян, Р.Ц.Габриелян. Модулированное комптоновское излучение, рассеянное на легких атомах.	147
К 70-летию А.Ц.Аматуни.	153

Отпечатано на аппарате
Cory Printer 1280

Заказ №1. Тираж 200.
Сдано в набор 12.02.98. Подписано к печати 26.03.98.
Печ. л. 3.5. Бумага КУМ-ultra. Цена договорная.

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