

ФИЗИКА • Ֆիզիկա • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԱՅՈՒԹՅՈՒՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՇԿԱԳԻՐ Ի ՀԵտագործության
ՖԻԶԻԿԱ

ՀԱՏՈՂ ՏՈՄ

58

№ 2

ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА

ԵՐԵՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆ

2023

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 4 раза в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Карен М. Гамбaryan, главный редактор
Арам В. Папоян, зам главного редактора
Нателла Р. Агамалян, ответственный секретарь

А.А. Ахумян, Э.М. Казарян, Р.Б. Костанян, Х.В. Неркарян, Е.Ш. Мамасахлисов,
А.О. Меликян, А.Г. Мкртчян, Д.Г. Саркисян, А.А. Саркисян, А.А. Саарян, Г. Пихлер
(Хорватия), С.Г. Казарян (Великобритания), Д.В. Рошупкин (Россия), М. Аузинш
(Латвия), Д. Будкер (Германия, США), Т.А. Вартанян (Россия)

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Կարեն Մ. Ղամբարյան, գլխավոր խմբագիր
Արամ Վ. Պապոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Նատելլա Ռ. Աղամալյան, պատասխանատու քարտուղար

Ա.Ա. Հախումյան, Է.Մ. Ղազարյան, Ռ.Բ. Կոստանյան, Խ.Վ. Ներկարարյան,
Ե.Շ. Մամասահլիսով, Ա.Օ. Մելիքյան, Ա.Հ. Մկրտչյան, Դ.Հ. Սարգսյան,
Հ.Ա. Սարգսյան, Ա.Ա. Սահարյան, Գ. Պիխլեր (Խորվատիա), Ս.Գ. Կազարյան
(Մեծ Բրիտանիա), Դ.Վ. Ռօշչուպկին (Մոլդովա), Մ. Այզինշ (Լատվիա),
Դ. Բուդկեր (Գերմանիա, ԱՄՆ), Տ.Ա. Վարտանյան (Ռուսաստան)

EDITORIAL BOARD

Karen M. Gambarian, editor-in-chief
Aram V. Papoyan, associate editor
Natella R. Aghamalyan, executive secretary

A.A. Hakhumyan, E.M. Ghazaryan, R.B. Kostanyan, K.V. Nerkararyan,
E.Sh. Mamasakhlisov. A.H. Melikyan, A.H. Mkrtchyan, D.H. Sarkisyan,
H.A. Sarkisyan, A.A. Saharyan, G. Pichler (Croatia), S.G. Kazarian (UK),
D.V. Roschupkin (Russia), M. Auzinsh (Latvia), D. Budker (Germany, USA),
T.A. Vartanyan (Russia)

Адрес редакции: Республика Армения, 0019
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
0019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Baghramyan Ave.,
Yerevan, 0019, Republic of Armenia.

e-mail: izvestiya-fizika@sci.am

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Հ.Ա. Մկրտչյան. Պրոտոն հարուցված ռեակցիաների գրգուման ֆունկցիաների ուսումնասիրությունը բնական գաղոլինիումի վրա TALYS 1.96 և EMPIRE 3.2 միջուկային փոխազդեցությունների կողերի միջոցով	151
Ս. Գագինյան. Դեյտրոնի և հարատացված կապարի թիրախների (^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb և ^{208}Pb) փոխազդեցությունների տեսական և փորձարարական կտրվածքների համեմատական վերլուծությունը	159
Հ.Հ. Ասատրյան, Հ.Մ. Ասատրյան, Ս.Ա. Թումասյան. O_7-O_8 օպերատորների ինտերֆերենցիայի ներդրումը $B \rightarrow X\gamma\gamma$ տրոհման համար	166
Գ.Վ. Միրզոյան, L. Spottek, Ս.Գ. Հարությունյան, Ա.Վ. Մարգարյան, Է.Գ. Լազարեա, Լ.Ս. Լազարե, Ա.Ս.Վարդանյան, M. Chung. Երկլարանի տատանվող լարերի մոնիթորի առանձնահատկությունները	172
Վ.Ս. Առաքելյան, Ռ.Ն. Բալասանյան, Ի.Գ. Գրիգորյան, Պ.Գ. Մուժիկյան, Ռ.Բ. Կոստանյան. Զրում էլեկտրամակածված արգելակման ձառագայթման ուսումնասիրություն.....	180
Ա.Ժ. Մուրադյան. Ջեյնս–Քամինզսի մոդելը հակադիր տարածվող ալիքների բազիտում. Գրգուման մեծ թվեր	186
Ս. Թ. Գևորգյան, Մ. Ս. Գևորգյան. Քառակուսի ամպլիտուդներով դաշտի խճճված վիճակները ներուզոնատորային չայլասերված պարամետրիկական տրոհման երևույթում	194
Ե.Պ. Զարեցլայա, Վ.Ֆ. Գրեմենով, Վ.Վ. Մայուսինա-Բրոնտուկյայա, Ա.Յ. Մուսաելյան, Ց.Գ. Պետրոսյան. Ուլտրամանուշակագույն ձառագայթման ազդեցությունը $\text{ZnO}:Tb$ բարակ թաղանթի բնութագրերի վրա	202

Ա.Ա. Կուզանյան, Ա.Ս. Կուզանյան, Վ.Ռ. Նիկողոսյան, Վ.Տ. Թաթոյան, Վ.Ս. Կուզանյան, Ս.Ռ. Հարությունյան, Գ.Յ. Խառասոյան,	Գ.Յ. Բաղալյան. CeB ₆ տվիչով և Bi-2223 կլանիչով ջերմուկեկտրական միաֆոտոն դետեկտորի ազդանշան-աղմուկ հարաբերակցությունը...	213
Գ.Ե. Այվազյան. Ծակոտկեն և սև սիլիցիումի անդրադարձման հատկու- թյունների մոդելավորում	225	
Ն.Ռ. Աղամայյան, Ի.Ա. Ղամբարյան, Է.Ա. Քաֆաղարյան, Մ.Ն. Ներսիսյան, Հ.Տ. Գյուլասարյան, Գ.Ն. Չիլինգարյան. γ-ձառագայման ազդեցությունը կիսաթափանց մոխրագույն օքսիդիանի վրա 5-ից 500 կԳր դոզային տիրույթում.....	235	
Ս.Ա. Խաչոնց. Միաշերտ հարթ կոճի վրա հիմնված ռադիոհաճախակա- նային մագնիսա-դաշտային գոնդերի միջոցով ջրային միջավայրի գոնդավորման խորության գնահատում.....	244	
Դ.Հ. Բաղդասարյան, Գ.Ս. Գևորգյան, Ա.Հ. Մակարյան, Յ.Ս. Սահակյան, Վ.Ռ. Թաղիսոյան. Նանովարկյանային լազերային իմպուլսների օպտիկական դետեկտման հետազոտումը ֆերրոմագնիսական Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ և YFeO ₃ բյուրեղներում	250	
Մ.Կ. Բայյան. Վեկտորական մեներանգ դիֆրակտային դաշտերն ու լիցքերի դաշտերն էլեկտրադինամիկայում	255	
Հ.Ռ. Դրմեյան, Կ.Գ. Թրունի, Տ.Ռ. Մուրադյան, Ա.Վ. Շահվերդյան. Ունտգենյան եռաթիթեղ ինտերֆերոսմետր ձեռքի կառավարումով.....	262	
Պ.Հ. Վարդենիսյան, Մ.Ա. Շահինյան, Մ.Ա. Փարսադանյան, Ա.Վ. Գրիգորյան, Վ.Պ. Քալանթարյան. Մարդու շիճուկային ալբումինի հետմեթիլային մանուշակագույնի փոխազդեցությունը միլիմետրային տիրույթի էլեկտրամագնիսական ալիքների ազդեցության ներքո	268	

CONTENTS

H.A. Mkrtchyan. Investigation of the Excitation Functions of Proton-Induced Reactions on Natural Gadolinium Using the Nuclear Interaction Codes TALYS 1.96 and EMPIRE 3.2.....	151
S. Gaginyan. Comparative Analysis of Theoretical and Experimental Interaction Cross Sections of Deuteron and Enriched Lead ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , and ^{208}Pb ...	159
H.H. Asatryan, H.M. Asatrian, S.A. Tumasyan. Contribution of the Interference of the O_7-O_8 for the Decay $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$	166
G.V. Mirzoyan, L. Spottek, S.G. Arutunian, A.V. Margaryan, E.G. Lazareva, L.M. Lazarev, A.S. Vardanyan, M. Chung. Features of a Double-Wire Vibrating Wires Monitor.....	172
V.S. Arakelyan, R.N. Balasanyan, I.G. Grigoryan, P.G. Muzhikyan, R.B. Kostanyan. Investigation of Electroinduced Bremsstrahlung in Water	180
A.Zh. Muradyan. Jaynes-Cummings Model in Counterpropagating Waves Basis: Large Numbers of Excitations.....	186
S.T. Gevorgyan, M.S. Gevorgyan. Entangled Field States in Terms of Quadrature Amplitudes in the Process of Nondegenerate Parametric Decay in an Optical Cavity	194
E.P. Zarteskaya, V.F. Gremenok, V.V. Malyutina-Bronskaya S.G. Petrosyan, A.S. Musayelyan. Study of Ultraviolet Irradiation Effect on the ZnO:Tb Thin Films Characteristics	202
A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, V.T. Tatoyan, V.S. Kuzanyan, S.R. Harutyunyan, G.Ts. Kharatyan, G.R. Badalyan. Signal-to-Noise Ratio of a Thermoelectric Single-Photon Detector with CeB ₆ Sensor and Bi-2223 Absorber	213
G.Y. Ayvazyan. Modelling of the Porous and Black Silicon Reflection Characteristics	225
N.R. Aghamalyan, I.A. Ghambaryan, E.A. Kafadaryan, M.N. Nersisyan, H.T. Gyulasaryan, G.N. Chilingaryan. Effect of γ -Irradiation on the Semitransparent Gray Color Obsidian in the 5 to 500 kGy Range	235
S.A. Khachunts. Evaluating the Depth of Water Medium Probing Using a Magnetic-Field Radiofrequency Probe Based on a Single-Layer Flat Coil	244
D.H. Bagdasaryan, G.S. Gevorkyan, A.H. Makaryan, Y.S. Sahakyan, V.R. Tadevosyan. Investigation of Nanosecond Laser Pulses Optical Detection in Ferromagnetic Crystals $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ and YFeO_3	250
M.K. Balyan. Vector Monochromatic Diffraction Fields and Fields of Charges in Electrodynamics	255
H.R. Drmeyan, K.G. Trouni, T.R. Muradyan, A.V. Shahverdyan. X-Ray Three-Crystal Interferometer with Manual Control.....	262
P.O. Varedevanyan, M.A. Shahinyan, M.A. Parsadanyan, S.V. Grigoryan, V.P. Kalantaryan. Human Serum Albumin Interaction with Methyl Violet under the Effect of Millimeter Range Electromagnetic Waves.....	268

СОДЕРЖАНИЕ

А.А. Мкртчян. Исследования функций возбуждения протон-индуцированных реакций на природном гадолинии при помощи кодов ядерных взаимодействий TALYS 1.96 и EMPIRE 3.2	151
С. Гагинян. Сравнительный анализ теоретических и экспериментальных сечений взаимодействия дейтрана и обогащенного свинца ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb	159
Г.Г. Асатрян, Г.М. Асатрян, С.А. Тумасян. Вклад интерференции операторов O_7-O_8 для распада $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$	166
Г.В Мирзоян, L. Spottek, С.Г. Арутюнян, А.В. Маргарян, Э.Г. Лазарева, Л.М. Лазарев, Г.С. Арутюнян, А.С. Варданян, M. Chung. Особенности двухструнного монитора выбирающих струн.....	172
В.С. Аракелян, Р.Н. Баласанян, И.Г. Григорьян, П.Г. Мужикян, Р.Б. Костанян. Исследование электро-индуцированного тормозного излучения в воде.....	180
А.Ж. Мурадян. Модель Джейнса–Каммингса в базисе встречных волн: большие числа возбуждений	186
С.Т. Геворгян, М.С. Геворгян. Запутанные состояния поля по квадратурным амплитудам в процессе невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе.....	194
Е.П. Зарецкая, В.Ф. Гременок, В.В. Малютина-Бронская, А.С. Мусаелян, С.Г. Петросян. Исследование воздействия ультрафиолетового облучения на характеристики тонких пленок ZnO:Tb....	202
А.А. Кузанян, А.С. Кузанян, В.Р. Никогосян, В.Т. Татоян, В.С. Кузанян, С.Р. Арутюнян, Г.Ц. Харатян, Г.Р. Бадалян. Отношение сигнала к шуму термоэлектрического однофотонного детектора с CeB ₆ сенсором и Bi-2223 поглотителем	213
Г.Е. Айвазян. Моделирование отражающих характеристик пористого и черного кремния	225
Н.Р. Агамалиян, И.А. Гамбарян, Е.А. Кафадарян, М.Н. Нерсисян, А.Т. Гюласарян, Г.Н. Чилингарян. Влияние γ -облучения на полупрозрачный обсидиан серого цвета в области доз от 5 до 500 кГр	235
С.А. Хачунц. Оценка глубины зондирования водной среды радиочастотным магнитно-полевым зондом на однослойной плоской катушке.....	244

Д.А. Багдасарян, Г.С. Геворкян, А.О. Макарян, Ю.С. Саакян, В.Р. Татевосян. Исследование оптического детектирования наносекундных лазерных импульсов в ферромагнитных кристаллах $Y_3Fe_5O_{12}$ и $YFeO_3$	250
М.К. Балян. Векторные монохроматические дифракционные поля и поля зарядов в электродинамике	255
Г.Р. Дрмян, К.Г. Труни, Т.Р. Мурадян, А.В. Шахвердян. Рентгено- вский трех-кристальный интерферометр с ручным управлением....	262
П.О. Варdevанян, М.А. Шагинян, М.А. Парсаданян, С.В. Григорян, В.П. Калантарян. Взаимодействие сывороточного альбумина человека с метиловым фиолетовым под воздействием электромагнитных волн миллиметрового диапазона	268

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.151–158 (2023)

УДК 539.17.012

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-151

ИССЛЕДОВАНИЯ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРОТОН-ИНДУЦИРОВАННЫХ РЕАКЦИЙ НА ПРИРОДНОМ ГАДОЛИНИИ ПРИ ПОМОЩИ КОДОВ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ TALYS 1.96 И EMPIRE 3.2

А.А. МКРТЧЯН*

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

*e-mail: haykuhi.mkrtchyan@yerphi.am

(Поступила в редакцию 24 ноября 2022 г.)

Вычислены функции возбуждения в протон индуцированных реакциях на натуральном гадолинии $^{nat}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{152,153,154,156,160}\text{Tb}$ для изотопов тербия, представляющих интерес как с медицинской, так и с научной точек зрения. Вычисления выполнены в широкой области энергий протонов от соответствующих порогов реакций до 70 МэВ. Расчеты проводились посредством программных кодов TALYS 1.96 и EMPIRE 3.2 с использованием различных моделей, присущих указанным кодам. Полученные результаты теоретических вычислений сравнены с опубликованными экспериментальными данными. Обсуждены имеющиеся между экспериментальными и теоретическими данными разногласия, которые указывают на необходимость расширения базы экспериментальных данных для усовершенствования теоретических моделей

1. Введение

Гадолиний имеет широкий спектр применения во многих отраслях промышленности. Основными областями применения гадолиния являются электроника и ядерная энергетика. Он используется в сплавах для изготовления магнитов, электронных компонентов и дисков для хранения информации.

Природный гадолиний обладает наивысшим среди всех элементов сечением захвата тепловых нейтронов – 46 кбарн, вследствие чего используется в ядерных реакторах в качестве одного из компонентов регулирующих стержней.

В связи с этим повышенное внимание должно быть уделено исследованию ядерных реакций на мишени из гадолиния. Однако несмотря на активное использование гадолиния в различных сферах экономики, он недостаточно изучен. В литературе имеется лишь несколько работ, посвященных взаимодействию протонов с ядрами гадолиния. В основном они касаются протон индуцированному образованию терагностических изотопов тербия ^{149}Tb , ^{152}Tb , ^{155}Tb , и ^{161}Tb [1,2]. Для развития технологии ядерных реакторов, расчетов ядерной трансмутации, исследования материалов и т.д. очень важны систематизированные ядерные данные, особенно относительно ядерных сечений. Расчеты, основанные на моделях ядерных реакций, играют существенную роль в понимании механизма реакций и

определения точности различных параметров ядерных моделей и экспериментальных измерений. Данные о ядерных реакциях необходимы также для оптимизации производства радиоизотопов для медицины.

Коды ядерных реакций служат инструментом для предсказания сечений и спектров, которые не были измерены или нуждаются в интерполяции/экстраполяции в определенной области энергий. Моделирование, основанное на теории, является эффективным средством для создания полной и согласованной базы ядерных данных. Существует несколько модельных кодов для оценки ядерных поперечных сечений. В настоящей работе для расчетов использовались коды TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4].

2. Модельные вычисления

Природный гадолиний состоит из семи стабильных изотопов (^{152}Gd – 0.2 %, ^{154}Gd – 2.18 %, ^{155}Gd – 14.8%, ^{156}Gd – 20.47 %, ^{157}Gd – 15.65 %, ^{158}Gd – 24.84 %, ^{160}Gd – 21.86 %). В табл.1 представлены все реакции, протекающие на натуральном гадолинии в области энергий протонов до 70 МэВ, и соответствующие им пороги.

Табл.1. Продукты реакций ${}^{\text{nat}}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{152,153,154,155,156,160}\text{Tb}$

Нуклид	Реакции	Порог, МэВ
^{152}Tb	$^{152}\text{Gd}(\text{p},\text{n})$	5
	$^{154}\text{Gd}(\text{p},3\text{n})$	21
	$^{155}\text{Gd}(\text{p},4\text{n})$	27
	$^{156}\text{Gd}(\text{p},5\text{n})$	36
	$^{157}\text{Gd}(\text{p},6\text{n})$	45
	$^{158}\text{Gd}(\text{p},7\text{n})$	50
	$^{160}\text{Gd}(\text{p},9\text{n})$	65
^{153}Tb	$^{152}\text{Gd}(\text{p},\gamma)$	3
	$^{154}\text{Gd}(\text{p},2\text{n})$	12
	$^{155}\text{Gd}(\text{p},3\text{n})$	18
	$^{156}\text{Gd}(\text{p},4\text{n})$	27
	$^{157}\text{Gd}(\text{p},5\text{n})$	33
	$^{158}\text{Gd}(\text{p},6\text{n})$	45
	$^{160}\text{Gd}(\text{p},8\text{n})$	55
^{154}Tb	$^{154}\text{Gd}(\text{p},\text{n})$	5
	$^{155}\text{Gd}(\text{p},2\text{n})$	11
	$^{156}\text{Gd}(\text{p},3\text{n})$	20
	$^{157}\text{Gd}(\text{p},4\text{n})$	26
	$^{158}\text{Gd}(\text{p},5\text{n})$	34
	$^{160}\text{Gd}(\text{p},7\text{n})$	50
^{155}Tb	$^{154}\text{Gd}(\text{p},\gamma)$	3
	$^{155}\text{Gd}(\text{p},\text{n})$	3
	$^{156}\text{Gd}(\text{p},2\text{n})$	10
	$^{157}\text{Gd}(\text{p},3\text{n})$	17
	$^{158}\text{Gd}(\text{p},4\text{n})$	25
	$^{160}\text{Gd}(\text{p},6\text{n})$	39
^{156}Tb	$^{156}\text{Gd}(\text{p},\gamma)$	3
	$^{156}\text{Gd}(\text{p},\text{n})$	4
	$^{157}\text{Gd}(\text{p},2\text{n})$	10
	$^{158}\text{Gd}(\text{p},3\text{n})$	18
	$^{160}\text{Gd}(\text{p},5\text{n})$	32
^{160}Tb	$^{160}\text{Gd}(\text{p},\text{n})$	0.89

Посредством ядерных кодов TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] с использованием различных моделей были выполнены вычисления функций возбуждения для всех нуклидов, перечисленных в табл.1. В качестве основы для кодов TALYS и EMPIRE используется обобщенная библиотека данных RIPL – Reference Input Parameter Library, включающая файлы с таблицами констант ядерной структуры и модельных параметров.

2.1. Пакет программ TALYS 1.96

Пакет программ TALYS 1.96 [3] позволяет проводить расчеты сечений реакций с участием нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов, альфа и гамма в диапазоне энергий 1 кэВ – 200 МэВ. Кроме того, он дает возможность рассчитать полные и дифференциальные сечения реакций, а также энергетические спектры их продуктов. Ядром пакета является оптическая модель и обобщенная база данных ядерных состояний. При вычислениях используются 3 феноменологические модели плотности уровней и 3 варианта микроскопических моделей. Начиная с версии TALYS 1.4 программы имеется возможность выбора модели плотности уровней для исследуемого в реакции нуклида. Модели плотности уровней, следующие: 1). ldmodel 1 – постоянная температура и модель Ферми газа; она основана на предположении, что одночастичные состояния, составляющие возбужденные уровни ядра, расположены на равном расстоянии друг от друга, а коллективные уровни отсутствуют. Она является моделью по умолчанию. 2). ldmodel 2 – модель газа Ферми с обратным смещением. В этой модели энергия парных корреляций рассматривается как регулируемый параметр. 3). ldmodel 3 – обобщенная модель сверхтекучести. Она учитывает корреляции сверхпроводящих пар. Феноменологическая версия модели характеризуется фазовым переходом от сверхтекучего поведения при низкой энергии, где парные корреляции сильно влияют на плотность уровней, к области высоких энергий. 4). ldmodel 4 – плотности уровней Скирма–Хартри–Фока–Боголюбова из числовых таблиц. 5). ldmodel 5 – плотности уровней Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова из числовых таблиц. 6). ldmodel 6 – температурно-зависимые плотности уровней Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова из числовых таблиц.

Для микроскопических моделей ldmodel 4, 5 или 6 плотности уровней вызываются автоматически, если они доступны в базе данных RIPL. Для нуклидов, не входящих в табличную микроскопическую базу данных RIPL, используется модель Ферми газа по умолчанию.

2.2. Пакет программ EMPIRE 3.2

EMPIRE 3.2 [4] – это модульная система кодов ядерных реакций, включающая различные ядерные модели и предназначенная для расчетов в широком диапазоне энергий и падающих частиц. Система может использоваться для теоретических исследований ядерных реакций, а также для работы по оценке ядерных данных. Исходными частицами данного программного пакета могут быть фотоны, нейтроны, протоны, дейтроны, тритоны, альфа-частицы, а также легкие и тяжелые ионы. Диапазон энергий начинается чуть выше области резонанса в случае нейtron-индированных реакций и простирается до нескольких сотен МэВ для реакций, вызванных тяжелыми ионами.

Особенностью EMPIRE является набор из пяти предравновесных (pre-equilibrium – PE) модулей, которые используются для анализа излучения частиц, кластеров и γ -квантов из составного ядра до того, как оно достигнет теплового равновесия. Этот механизм приобретает значение при энергиях налетающих нуклонов порядка 10 МэВ, и его роль возрастает с энергией. Пять встроенных модулей PE в EMPIRE включают две квантово-механические формулировки (MSD и MSC) и три классических подхода (экситонная модель DEGAS и PCROSS, а также моделирование Монте-Карло HMS).

Возможное включение различных предравновесных моделей в один расчетный цикл порождает проблему двойного счета. Текущая версия EMPIRE имеет 4 модуля для предравновесного распада: MSD, MSC, HMS и PCROSS. Хотя MSD и MSC описывают разные механизмы реакции и дополняют друг друга, ни один из них не совместим с HMS или PCROSS. Следовательно, ни один из последних двух не может использоваться вместе с MSD или MSC в одном и том же выходном канале. Также HMS и PCROSS взаимно исключают друг друга. Однако эти модели можно комбинировать, если использовать их в разных выходных каналах. При энергиях ниже 12 МэВ в расчетах по умолчанию используются параметры HMS = 0, PCROSS = 0.

3. Результаты и их обсуждение

Результаты модельных вычислений функций возбуждения по кодам TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] совместно с имеющимися в литературе экспериментальными данными [5–9] приведены на рис.1–5. Наблюдаемое наличие в функциях возбуждения нескольких пиков обусловлено вкладами в образование нуклидов разных каналов реакций, имеющих различные пороги (см. табл.1).

На рис.1 приведено сравнение функций возбуждения по всем моделям кодов

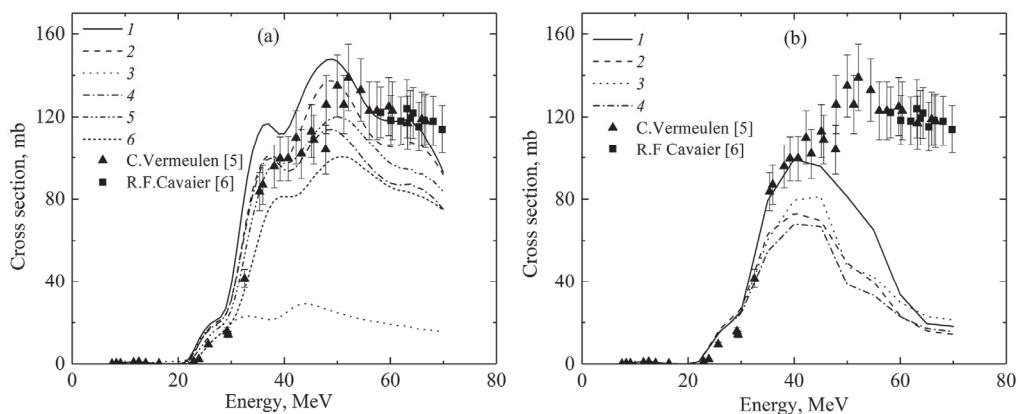


Рис.1. Экспериментальные данные для реакции $^{nat}\text{Gd}(p,xn)^{152}\text{Tb}$ [5,6] совместно с модельными вычислениями функций возбуждения кодами: (а) TALYS 1.96 [3], кривыми 1–6 обозначены соответственно ldmodel 1, ldmodel 2, ldmodel 3, ldmodel 4, ldmodel 5, ldmodel 6 и (б) EMPIRE 3.2 [4], кривыми 1–4 обозначены соответственно PCROSS – 0, HMS – 0; PCROSS – 1, HMS – 0; PCROSS – 0, HMS – 1; PCROSS – 1, HMS – 1.

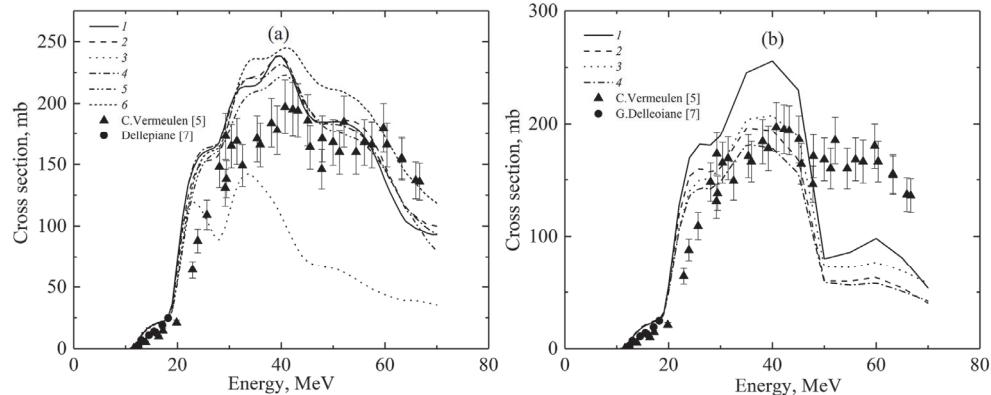


Рис.2. Экспериментальные данные для реакции $^{nat}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{153}\text{Tb}$ [5, 7] совместно с модельными вычислениями функций возбуждения кодами: (а) TALYS 1.96 [3], кривыми 1 – 6 обозначены ldmodel 1, ldmodel 2, ldmodel 3, ldmodel 4, ldmodel 5, ldmodel 6 и (б) EMPIRE 3.2 [4], кривыми 1–4 обозначены соответственно PCROSS – 0, HMS – 0; PCROSS – 1, HMS – 0; PCROSS – 0, HMS – 1; PCROSS – 1, HMS – 1.

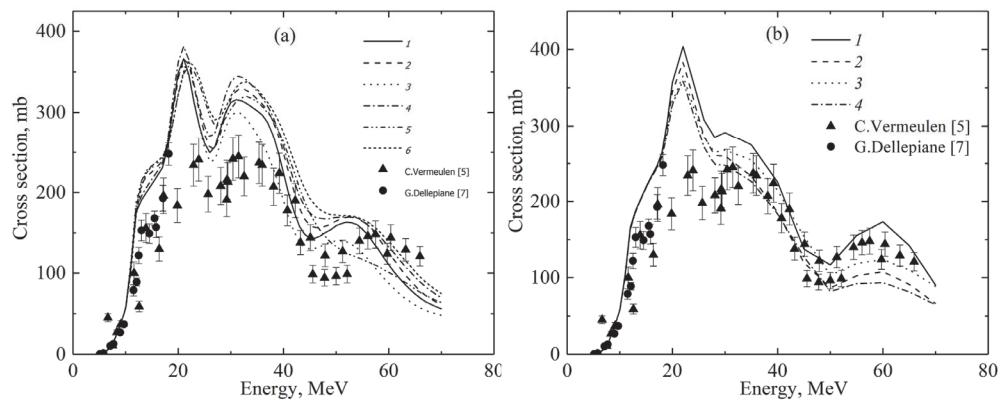


Рис.3. Экспериментальные данные для реакции $^{nat}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{155}\text{Tb}$ [5, 7] совместно с модельными вычислениями функций возбуждения кодами: (а) TALYS 1.96 [3], кривыми 1 – 6 обозначены ldmodel 1, ldmodel 2, ldmodel 3, ldmodel 4, ldmodel 5, ldmodel 6 и (б) EMPIRE 3.2 [4], кривыми 1–4 обозначены соответственно PCROSS – 0, HMS – 0; PCROSS – 1, HMS – 0; PCROSS – 0, HMS – 1; PCROSS – 1, HMS – 1.

TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] с экспериментальными данными [5, 6]. Согласие результатов теоретических вычислений по обоим кодам с данными экспериментов [5, 6] наблюдается только в области низких энергий до 30 МэВ. При более высоких энергиях результаты вычислений по модели ldmodel 3 кода TALYS 1.96 значительно расходятся с результатами как других моделей, так и с данными работ [5, 6]. Остальные модели, в основном, качественно описывают экспериментальные данные [5, 6], лучшее согласие проявляется с моделью ldmodel 1.

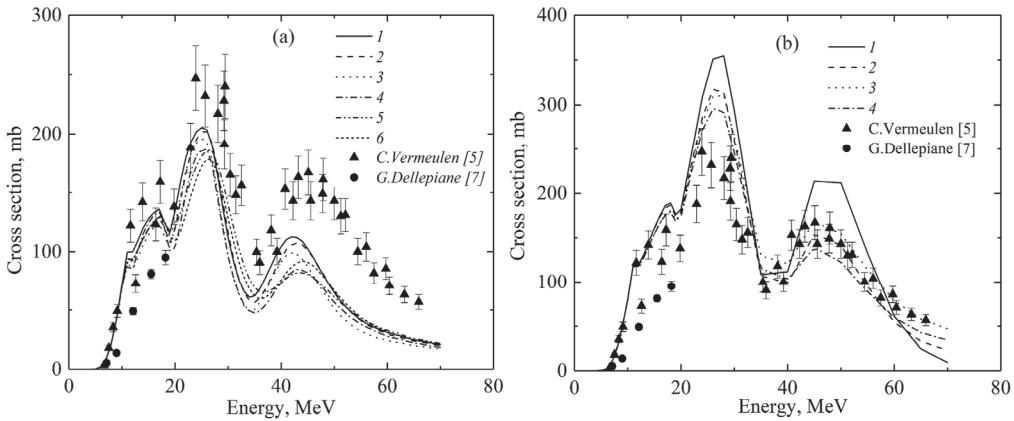


Рис.4. Экспериментальные данные для реакции ${}^{nat}\text{Gd}(p,xn){}^{156}\text{gTb}$ [5,7] совместно с модельными вычислениями функций возбуждения кодами: (а) TALYS 1.96 [3], кривыми 1 – 6 обозначены ldmodel 1, ldmodel 2, ldmodel 3, ldmodel 4, ldmodel 5, ldmodel 6 и (б) EMPIRE 3.2 [4], кривыми 1–4 обозначены соответственно PCROSS – 0, HMS – 0; PCROSS – 1, HMS – 0; PCROSS – 0, HMS – 1; PCROSS – 1, HMS – 1.

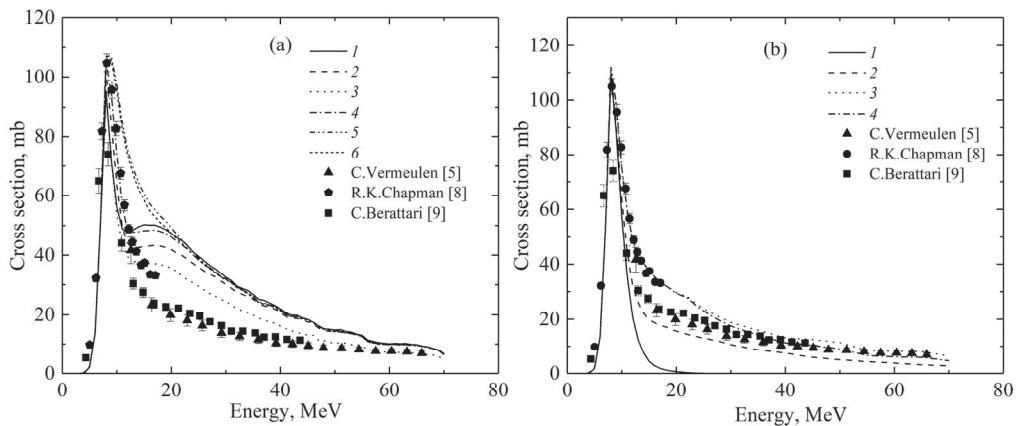


Рис.5. Экспериментальные данные для реакции ${}^{160}\text{Gd}(p,n){}^{160}\text{Tb}$ [5,8,9] совместно с модельными вычислениями функций возбуждения кодами: (а) TALYS 1.96 [3], кривыми 1 – 6 обозначены ldmodel 1, ldmodel 2, ldmodel 3, ldmodel 4, ldmodel 5, ldmodel 6 и (б) EMPIRE 3.2 [4], кривыми 1–4 обозначены соответственно PCROSS – 0, HMS – 0; PCROSS – 1, HMS – 0; PCROSS – 0, HMS – 1; PCROSS – 1, HMS – 1.

В случае расчетов по коду EMPIRE 3.2 [4] в области энергий протонов от порога реакции до 40 МэВ наблюдается согласие между теоретическими вычислениями по модели PCROSS = 0, HMS = 0 и экспериментальными данными [5]. С дальнейшим ростом энергии до 70 МэВ в поведении расчетных функций возбуждения наблюдается значительный спад, а в экспериментальных данных [6] проявляется существенный рост. При 70 МэВ данные [5, 6] превышают почти в 6 раз расчетные значения функций возбуждения по всем моделям кода EMPIRE 3.2 [4].

На рис.2 представлены результаты вычислений функций возбуждения реакции $^{nat}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{153}\text{Tb}$ кодами TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] с имеющимися экспериментальными данными [5,7]. Как и в случае реакции $^{nat}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{152}\text{Tb}$, в области низких энергий протонов наблюдается согласие между теоретическими расчетами обоими кодами и экспериментальными данными [5,7]. При энергиях выше 30 МэВ наблюдается существенное расхождение между моделью ldmodel 3 и другими моделями кода TALYS 1.96 [3], а также с экспериментальными данными [5,7]. Другие модели качественно согласуются с экспериментальными данными [5,7].

В области энергий протонов выше 50 МэВ наблюдается сильное расхождение между теоретическими вычислениями всеми моделями кода EMPIRE 3.2 [4] и данными [5].

Модельные вычисления функции возбуждения кодами TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] для реакции $^{nat}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{155}\text{Tb}$ совместно с данными [5,7] приведены на рис.3. Как видно из рис.3, в области малых энергий до 15 МэВ вычисления по всем моделям TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] согласуются с экспериментальные данные [5,7] кроме пика при энергии протонов 20 МэВ в модельных вычислениях по обоим кодам, который не наблюдается в экспериментальных данных [5,7]. Экспериментальные данные [5,7] в этой области энергий ниже теоретических предсказаний.

Модельные вычисления функции возбуждения кодами TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] для реакции $^{nat}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{156g}\text{Tb}$ совместно с данными [5,7] приведены на рис.4. В области энергий до 20 МэВ данные [7] ниже данных [5] и модельных вычислений по обоим кодам. В области энергий 20–70 МэВ модельные вычисления по TALYS 1.96 [3] (рис.4a) ниже экспериментальных данных [5], хотя качественно описывают поведение функции возбуждения. В области энергий протонов 20–30 МэВ модельные вычисления по коду EMPIRE 3.2 [4] (рис.4b) выше экспериментальных данных [5, 7]. В области энергий 30–70 МэВ данные [5] согласуется с моделью PCROSS = 1, HMS = 1 кода EMPIRE 3.2 [4].

Ввиду того, что ^{160}Tb образуется в только в результате реакции $^{160}\text{Gd}(\text{p},\text{n})$, теоретические вычисления функций возбуждения посредством кодов TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] выполнены для реакции $^{160}\text{Gd}(\text{p},\text{n})^{160}\text{Tb}$ и сравнены с экспериментальными данными на обогащенной мишени [5, 8, 9], (см. рис.5).

Как видно из рис.5, в области энергий протонов до 15 МэВ данные [9] согласуются с теоретическими вычислениями по моделям ldmodel 2, ldmodel 3 и ldmodel 4 кода TALYS 1.96 [3]. Рост функции возбуждения в теоретических вычислениях посредством моделей ldmodel 2, ldmodel 5 кода TALYS 1.96 [3] при энергии протонов 18 МэВ не проявляется в вычислениях по коду EMPIRE 3.2 [4], а также не наблюдается в экспериментальных данных [5, 8, 9]. В области энергий выше 20 МэВ экспериментальные данные [5, 9] ниже теоретических вычислений по TALYS 1.96 [3], однако согласуются с вычислениями по коду EMPIRE 3.2 [4].

4. Заключение

Проведено сравнение функций возбуждения различных экспериментальных данных [5–9] с модельными вычислениями по кодам TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] относительно реакций $^{nat}\text{Gd}(\text{p}, \text{xn})$ в широкой энергетической области протонов от порогов реакций до 70 МэВ. Трудно указать на какую-либо из

рассмотренных моделей, явно превосходящей с точки зрения предсказательной силы. Однако можно утверждать, что в области низких энергий до 20 МэВ, когда имеет место эмиссия малого числа нейтронов ($x = 1-2$), модельные вычисления по обоим кодам TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] описывают имеющиеся экспериментальные данные [5–9]. С увеличением энергии протонов растет вклад реакций с большим числом эмиссии нейтронов. Наряду с этим наблюдается расхождение между модельными вычислениями по обоим кодам TALYS 1.96 [3] и EMPIRE 3.2 [4] и экспериментальными данными [5–9].

В случае реакции $^{160}\text{Gd}(\text{p},\text{n})^{160}\text{Tb}$, когда образование конечного нуклида ^{160}Tb происходит на одном изотопе с эмиссией одного нейтрона, наблюдается согласие между вычислениями по обоим кодам в модели по умолчанию, а также с экспериментальными данными [5,8,9].

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке МОНКС РА в рамках научного проекта № SCS 20TTSG-1C006.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Müller et al. Nuclear Medicine, **53**, 1951 (2012).
2. C. Müller et al., European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging, **46**, 1919 (2019).
3. A. Koning, S. Hilaire, S. Goriely. TALYS 1.9. A nuclear reaction program, 2017.
4. M. Herman, R. Capote, M. Sin, A. Trkov, et al., EMPIRE-3.2 Malta modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation, 2013.
5. C. Vermeulen, G.F. Steyn, F. Szelecsényi, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, **275**, 24 (2012).
6. R. Formento-Cavaier, F. Haddad, C. Alliot, T. Sounalet, I. Zahi. Nuclear Inst. And Methods in Physics Research B, **478**, 174 (2020).
7. G. Dellepiane, P. Casolaro, Ch. Favaretto, et al., Applied Radiation and Isotopes, **184**, 110175 (2022).
8. R.K. Chapman, A.S. Voyles, N.Gharibyan, L.A. Bernstein, J.E. Bevins. Applied Radiation and Isotopes, **171**, 109647 (2021).
9. C. Birattari, E. Gadioli, E. Gadioli-Erba, et al., Nuclear Physics A, **201** 579 (1973).

INVESTIGATION OF THE EXCITATION FUNCTIONS OF PROTON-INDUCED REACTIONS ON NATURAL GADOLINIUM USING THE NUCLEAR INTERACTION CODES TALYS 1.96 AND EMPIRE 3.2

H.A. MKRTCHYAN

The excitation functions in proton-induced reactions on natural gadolinium $^{\text{nat}}\text{Gd}(\text{p},\text{xn})^{152,153,154,156,160}\text{Tb}$ were calculated for terbium isotopes, which are of interest from both scientific and application points of view. The calculations were performed in wide energy range of proton beam from the corresponding thresholds of reactions up to 70 MeV. The calculations were carried out using TALYS 1.96 and EMPIRE 3.2 nuclear reaction codes. Calculations have been done by different models inherent in these codes. The obtained results are compared with published experimental data. The discrepancies between experimental and theoretical data were discussed, which indicates the need to expand the experimental data base in order to improve the theoretical models.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.159–165 (2023)

УДК 539.172

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-159

**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ДЕЙТРОНА И ОБОГАЩЕННОГО СВИНЦА
 ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb И ^{208}Pb**

С. ГАГИНЯН^{1,2*}

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Brno University of Technology, Brno, Czech Republic

*e-mail: susaginyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 25 января 2023 г.)

Теоретический расчет сечений остаточных ядер, образованных в обогащенных свинцовых мишнях ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb , облученных дейтронным пучком при энергии 2.2 ГэВ/нуклон, выполнен с помощью кода Monte Carlo N-Particle Transport (MCNP). Экспериментальные результаты получены на нуклонном Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (Дубна, РФ). Методом наведенной активности определены сечения образования фрагментов примерно 90 остаточных ядер в каждой из упомянутых выше мишеней. Впервые проведено облучение ^{204}Pb в диапазоне энергий в нескольких ГэВ. Сравнение теоретических расчетов и экспериментальных результатов показало хорошее соответствие данных эксперимента и моделирования.

1. Введение

Изучение ядерных реакций представляет особый интерес для ядерной физики, поскольку позволяет получить ответы на вопросы, связанные со структурой ядра и механизмом реакций. Изучение реакций на тяжелых ядрах особенно важно потому, что тяжелые материалы используются в промышленности, и соответствующие знания необходимы при планировании технологических процессов. В частности, свинец является одним из конструкционных материалов реакторов нового поколения. Свинец используется в качестве конструкционного материала в ускорительных системах, предназначенных для генерации нейтронов (ADS).

Для реакторов на быстрых нейтронах одними из основных кандидатов на роль теплоносителя являются жидкий свинец и эвтектический сплав свинца с висмутом [1]. Поэтому анализ изотопов свинца на ядерном уровне приобретает большое значение, в частности получение информации о точных сечениях ядерных реакций может быть весьма полезным для моделирования и строительства реакторов.

Исследование ядерных реакций на мишенях свинца проводилось довольно интенсивно. Взаимодействию протонов различных энергий со свинцовыми мишенями посвящены публикации [2–5]. Исследования были сосредоточены на получении теоретических и экспериментальных функций возбуждения. В указанных работах для теоретических расчетов были использованы различные модели [2–4]. В работе [4] для получения результатов использовались модели LAHET, CEM03, LAQGSM03, INCL4+ABLA, CASCADE, CASCADO и LAHETO. Эти же модели, с небольшими вариациями, являлись основными кодами для моделирования измеренных сечений в работах [3,4]. В [5] к вышеуказанным кодам для теоретического анализа были добавлены INUCL, YIELDX, CEM2k и CASCADE/INPE. Здесь, для удобства при анализе данных, продукты разделены на четыре диапазона: продукты расщепления ($A > 170$), продукты глубокого расщепления ($140 < A < 170$), продукты деления ($30 < A < 140$) и продукты фрагментации ($A < 30$). В результате предсказательные способности всех использованных моделей удовлетворительны для диапазона расщепления, однако не дают хорошего соответствия между теоретическими и экспериментальными результатами для остального большого диапазона масс продуктов. В случае же продуктов фрагментации и продуктов области на границе расщепления и деления разброс между теоретическими и экспериментальными результатами достаточно большой, что указывает на необходимость уточнения механизмов образования остаточных ядер – испарения/деления/фрагментации.

Исследования взаимодействий частиц со свинцовыми мишенями в основном относятся к диапазону низких энергий. В работах [6, 7] обсуждаются результаты облучения ^{208}Pb свинца дейtronами. Однако эти эксперименты были проведены давно и только при низких энергиях дейtronов ($E = 70$ МэВ). В работе [8] проведено исследование функций возбуждения ядерных реакций, индуцированных дейtronами на ^{nat}Pb свинце. Измерения проводились для энергии до 40 МэВ с учетом ее применения в технологических областях и биологических системах. Также был проведен сравнительный анализ теоретических и экспериментальных данных. Существует только одна работа по дейtron-индукционной ядерной реакции на ^{204}Pb до 10–15 МэВ [9].

Области высоких энергий посвящена работа [10], где исследована обратная реакция, и в качестве пучка использовались ионы свинца с энергией 1 ГэВ на нуклон, а в качестве мишени – дейтроны.

Исследование сечений ядерных реакций играет ключевую роль для получения данных о ядерных структурах и механизме ядерных реакций. В частности, ядерные реакции при высоких энергиях на тяжелых мишенях представляют интерес в связи с тем, что в образовании одного и того же фрагмента может участвовать несколько различных механизмов. Реакции на разделенных изотопах дают необходимую информацию о ядерной структуре и механизме реакции. В настоящей работе основное внимание удалено теоретическим расчетам на мишенях ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb , которые были сопоставлены с экспериментальными результатами.

2. Моделирование с помощью программы MCNP (Monte Carlo N-Particle)

Метод Monte Carlo N-Particle, лежащий в основе данного кода, представляет собой комплексный инструмент для расчета переноса различных частиц, таких как нейтроны, фотоны, электроны, ионы и т.д. в области энергий до 1 ТэВ/нуклон. При моделировании учитываются форма, размеры и состав мишени. Для каждого случая транспортировки, которую совершают частицы, используются табличные ядерные и атомные данные, которые более полные для легких налетающих частиц. В зависимости от энергии взаимодействия работают различные модели, и в зависимости от стадии взаимодействия также используются различные модели. Основными моделями ядерных взаимодействий в MCNP являются модели IntraNuclear Cascade (INC) [BAR72, BAR73, MAS12], предравновесные модели [GUD75, MAS74, MAS12] и модели испарения/деления Generalized Evaporation/Fission Model (GEM2) [11].

3. Описание эксперимента

Эксперимент проводился на пучке дейтронов с энергией 2.2 ГэВ/нуклон на нуклotronе Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в Дубне [12]. В качестве мишеней использовались обогащенные изотопы свинца ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb . Мишени представляли собой металлические пластины, толщина которых для ^{204}Pb составляла 30 мкм, для ^{206}Pb – 50 мкм, для ^{207}Pb – 53 мкм, а для ^{208}Pb – 55 мкм. Пластины имели прямоугольную форму и размеры $1.85 \times 3.15 \text{ см}^2$ для ^{206}Pb , $1.95 \times 2.90 \text{ см}^2$ для ^{207}Pb , $1.8 \times 1.6 \text{ см}^2$ для ^{208}Pb . Мишень ^{204}Pb имела форму прямоугольного треугольника со сторонами $0.5 \times 0.72 \text{ см}^2$. Вес мишеней составлял: для ^{204}Pb 0.0625 г, для ^{206}Pb 0.325 г, для ^{207}Pb 0.35 г и для ^{208}Pb 0.193 г. Обогащение мишеней было следующим: ^{208}Pb (98.7%), ^{206}Pb (87.9%), ^{207}Pb (90.4%) и ^{204}Pb (51%). При расчете экспериментальных сечений ядер-продуктов из мишеней ^{204}Pb учитывался вклад образования данного ядра-продукта из других изотопов свинца. Учитывался изотопный состав натурального свинца.

Интенсивность дейтронного пучка определялась с помощью мониторной реакции $^{27}\text{Al}(\text{d},3\text{p}2\text{n})^{24}\text{Na}$ с известными сечением. Мониторные алюминиевые фольги, повторяющие формы мишеней, помещались перед каждой мишенью. Интенсивности падающих дейтронов представлены в табл.1.

Для анализа данных использовался метод наведенной активности. Характерные гамма-спектры остаточных ядер, образованных в мишенях в результате облучения, измерялись на германиевом детекторе высокой чистоты (HpGe).

Табл.1. Поток дейтронов, падающих на мишени ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb

Реакция	Энергия E_γ , кэВ	^{204}Pb , дейtron/сек	^{206}Pb , дейtron/сек	^{207}Pb , дейtron/сек	^{208}Pb , дейtron/сек
$^{27}\text{Al}(\text{d},3\text{p}2\text{n})^{24}\text{Na}$	1368	4.61×10^7	3.54×10^8	3.566×10^8	1.7125×10^8

Эффективность германиевого детектора была определена при помощи стандартных изотопов ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{139}Ce , ^{57}Co , ^{152}Eu и ^{113}Sn с известной активностью.

Полученные γ -спектры анализировались с помощью программного пакета DEIMOS. Для определения сечений радиоактивных изотопов использовалась формула:

$$\sigma = \frac{\Delta N \lambda}{\epsilon \eta k N_d N_{nuc} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{\lambda t_3})}, \quad (1)$$

где ΔN – площадь под фотопиком, ϵ – эффективность измерения данной γ -линии, k учитывает поглощение γ -квантов в мишени, крышке детектора и в слое воздуха между мишенью и детектором, η – интенсивность γ -линии, λ – постоянная радиоактивного распада, N_d – количество падающих дейtronов ($1/\text{см}^2 \times \text{с}$), N_{nuc} – число ядер мишени на 1 см^2 , t_1 – время облучения мишени, t_2 – время между концом облучения и началом измерения и t_3 – время измерения γ -спектра.

Для каждой мишени были получены экспериментальные выходы – примерно 90 остаточных ядер. Теоретические значения изобарных выходов были получены при помощи кода MCNP. Полученные результаты представлены на рис. 1. На рис. 2 расчетные сечения остаточных ядер сравнены с экспериментальными, где теоретический расчет MCNP обозначен сплошной линией, точками обозначены экспериментальные изобарные выходы. Изобарный выход – это сумма выходов всех изобар ($(\sigma_A = \sum_Z \sigma(A, Z))$), т.е. берется сумма сечений всех остаточных ядер с данным массовым числом, но разными порядковыми номерами. Поскольку в процессе облучения образуются стабильные и короткоживущие изотопы, которые не регистрируются использованным нами методом активационного анализа, недостающие данные в экспериментальных изобарных выходах добавляются расчетами MCNP. Как видно из рисунков, наилучшее совпадение между экспериментальными данными и теоретическими расчетами получено для изотопа ^{204}Pb . Это может быть связано с тем, что при определении сечений образования остаточных ядер из ^{204}Pb были учтены вклады из всех примесей изотопов свинца. Для остальных мишеней не были учтены эти вклады, так

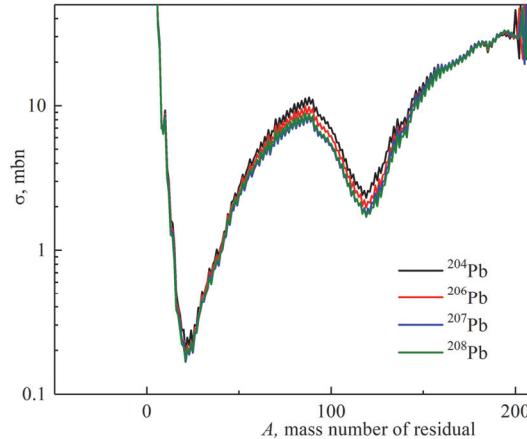


Рис.1. Теоретические массовые распределения изобар для всех мишеней.

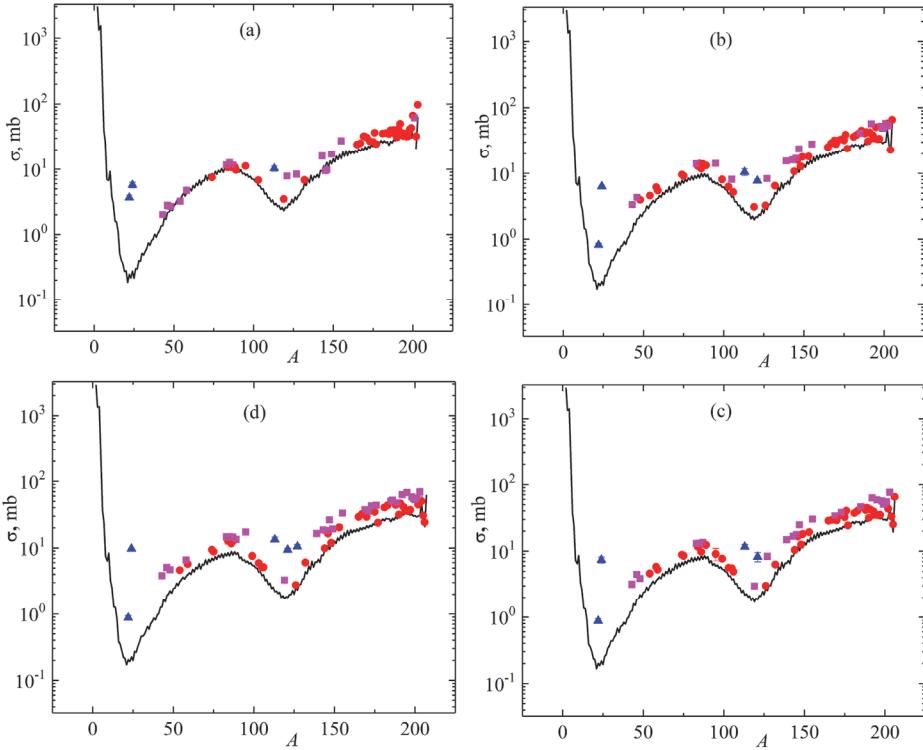


Рис.2. Зависимость сечений образования остаточных ядер от массового числа (массовые выходы для изобар), полученных в результате: (а) $d + ^{204}\text{Pb}$, (б) $d + ^{206}\text{Pb}$, (в) $d + ^{207}\text{Pb}$ и (г) $d + ^{208}\text{Pb}$ реакций. Сплошной линией обозначены рассчитанные при помощи MCNP кода данные. Экспериментальные данные: круг – менее 40 % экспериментальных результатов были включены в изобарный выход; треугольник – более 70 % экспериментальных результатов были включены в изобарный выход; квадрат – 40–70 % экспериментальных результатов были включены в изобарный выход.

как их обогащение порядка и больше 90% и этот вклад входит в статистические ошибки.

На рис.2 приведены массовые распределения (зависимость изобарного выхода от массового числа), полученные для мишеней ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb . Поскольку метод активационного анализа позволяет рассчитывать сечения только для радиоактивных остаточных ядер, недостающие сечения были добавлены рассчитанными при помощи MCNP данными. На рис.2 экспериментальные результаты разделены на три категории: результаты, где менее 40% экспериментальных результатов были включены в изобарный выход (кружки); результаты, где 40–70% экспериментальных результатов были включены в изобарный выход (крестики); результаты, где более 70 процентов экспериментальных результатов были включены в изобарный выход (треугольники). Как видно из рисунков, наилучшее совпадение между экспериментальными и расчётными данными наблюдается при включении в экспериментальные изобарные выходы менее 40% экспериментальных результатов. Это вполне объяснимо, поскольку основной

вклад в эти экспериментальные данные вносят расчётные данные. Несмотря на это, большинство экспериментальных данных в этой области находится выше, чем теоретические расчеты. Для остальных областей масс экспериментальные данные также выше, чем теоретические расчеты. Это можно объяснить тем, что модель не учитывает все механизмы образования остаточных ядер. К аналогичному выводу пришли и в исследованиях протон-ядерных реакций [3–5].

5. Заключение

Расчет сечений остаточных ядер для обогащенных свинцовых мишеней ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb , облученных пучком дейtronов с энергией 2.2 ГэВ/нуклон, выполнен с помощью программы Monte Carlo N-Particle Transport Code (MCNP). Экспериментальные результаты получены на нуклotronе Объединенного института ядерных исследований в Дубне. Сравнение экспериментальных и теоретических изобарных выходов указывает на различие этих данных. Лучшее согласие получено для изотопа ^{204}Pb . Это может быть связано с тем, что при определении сечений образования остаточных ядер из ^{204}Pb были учтены вклады от всех примесей изотопов свинца, что не было сделано для остальных мишеней. Тем не менее различие между экспериментальными и расчетными данными объясняется тем, что модель не учитывает все механизмы образования ядер-продуктов.

Уточнение теоретических моделей важно тем, что эти модели можно использовать для анализа в широкой области приложений ядерной физики: проектирование реакторов, протонная и нейтронная терапия в медицинской физике, проектирование ускорителей и исследования на них, производство энергии и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. **B. Abrams, D. Chapin, D. Kammen et al.**, A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems, Issued by the U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee, and the Generation IV International Forum, (2002).
2. **Yu.E. Titarenko, V.F. Batyaev et al.**, Residual Nuclide Formation in Pb-206, Pb-207, Pb-208, Pb-nat and Bi-209 Induced by 0.04-2.6-GeV Protons as well as in Fe-56 Induced by 0.3-2.6- GeV Protons, 1099 (2008).
3. **Yu.E. Titarenko, V.F. Batyaev et al.**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **562**, 801 (2006).
4. **Yu.E. Titarenko, O.V. Shvedov et al.**, Phys. Rev. C, **65**, 064610 (2002).
5. **Yu.E. Titarenko, O.V. Shvedov et al.**, Spectral Measurements of Neutrons from Pb, W, and Na Targets Irradiated by 0.8 and 1.6 GeV Protons, 2000.
6. **A. Auce, R.F. Carlson et al.**, Phys. Rev. C, **53**, 2919 (1996).
7. **J.R. Wu, C.C. Chang, H.D. Holmgren.** Phys. Rev. C, **19**, 370 (1979).
8. **F. Ditrói, F. Tárkányi et al.**, J. Radioanal. Nuclear Chem., **276**, 835 (2008).
9. **S. Mukhammedov, E. Pardayev.** Izv. Akad. Nauk Uzb.SSR, **5**, 81 (1985).
10. **T. Enqvist, P. Armbruster et al.**, Nuclear Physics A, **703**, 435 (2002).

11. **C.J. Werner.** MCNP Users Manual Code Version 6.2, Los Alamos National Laboratory, Report LA-UR-17-29981 (2017).
12. **A.R. Balabekyan et al.,** J. Phys. G: Nucl. Part. Phys, **46**, 095103 (2019).

ԴԵՅՏՐՈՒՆԻ ԵՎ ՀԱՐՍԱՑՎԱԾ ԿԱՊԱՐԻ ԹԻՐԱԽՆԵՐԻ (^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb ԵՎ ^{208}Pb)
ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՏԵՍԱԿԱՆ ԵՎ ՓՈՐՉԱՐԱՐԱԿԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔՆԵՐԻ
ՀԱՄԵՄԱՏԱԿԱՆ ՎԵՐԼՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ

Ս. ԳԱԳԻՆՅԱՆ

2.2 ԳԵՎ/նուկլոն էներգիայով դեյտրոնային փնջով ձառագայթված հարստացված կապարի թիրախներում՝ ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb և ^{208}Pb , առաջացած մնացորդային միջուկների կտրվածքների տեսական հաշվարկները կատարվել են Monte Carlo N-Particle Transport (MCNP) միջոցով։ Փորձարարական արդյունքները ստացվել են Միջուկային հետազոտությունների միջազգային ինստիտուտի Բարձր Էներգիաների ֆիզիկայի լաբորատորիայի նուկլուտրոնի վրա (Դուբնա, ՌԴ)։ Այնուհետև Ներմուծված ակտիվության մեթոդով որոշվել են թվով մոտ 90 մնացորդային միջուկների առաջացման կտրվածքներ յուրաքանչյուր թիրախից։ ^{204}Pb -ի ձառագայթումը ԳԵՎ էներգիաների տիրույթում կատարվել է առաջին անգամ։ Տեսական և փորձարարական հաշվարկների համեմատությունը լավ համընկում է ցույց տվել։

COMPARATIVE ANALYSIS OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL INTERACTION CROSS SECTIONS OF DEUTERON AND ENRICHED LEAD ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , AND ^{208}Pb

S. GAGINYAN

The modeling calculation of cross-sections of residual nuclei for isotopically enriched lead (^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , and ^{208}Pb) targets irradiated by 2.2 Gev/nucleon deuteron beam has been made by Monte Carlo N-Particle Transport Code (MCNP). The experimental results were obtained on the Nuclotron of the Laboratory of High Energy Physics at the Joint Institute for Nuclear Research in Dubna. Afterwards, the production cross sections of target fragments were determined for about 90 residual nuclei of each target mentioned above by the method of induced activity. The first-time irradiation has been made on the ^{204}Pb in the GeV range. The comparison of theoretical calculations and experimental results revealed a good agreement between the experiment and simulation data.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.166–171 (2023)

УДК 539.12

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-166

ВКЛАД ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ОПЕРАТОРОВ O_7-O_8 ДЛЯ РАСПАДА $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$

Г.Г. АСАТРЯН^{1,2*}, Г.М. АСАТРЯН², С.А. ТУМАСЯН²

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: hrachasatryan48@gmail.com

(Поступила в редакцию 28 февраля 2023 г.)

Редкие распады B -мезонов позволяют исследовать физику вне Стандартной Модели. Для процесса $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$ потенциальная новая физика должна быть ясно видна не только для ширины распада, но и в дифференциальных распределениях по параметрам (s_1, s_2) , которые определены как $s_i = (p_b - q_i)^2 / m_b^2$, ($i = 1, 2$), где p_b , q_1, q_2 — импульсы b -кварка и двух фотонов. В работе рассчитан вклад порядка α_s интерференции операторов $O_7 - O_8$. Мы также учитываем зависимость результатов от массы s -кварка при изменении m_s в диапазоне 400–600 МэВ. Вклад интерференции операторов $O_7 - O_8$ в ширину распада $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$ в рассматриваемой нами области фазового пространства составляет 2–3%.

1. Введение

Редкие распады B -мезонов находятся в центре внимания физиков, поскольку они обеспечивают потенциальные тесты Стандартной Модели (СМ) для высоких энергий [1–6]. В СМ переходы нейтрального тока с изменением аромата (такие как $b \rightarrow s\gamma(\gamma)$) подавлены, поскольку они появляются только на петлевом уровне. Такие процессы могут стать уникальным источником для исследования физики вне СМ в масштабе энергий порядка ТэВ. Известно, что исследования радиационного распада $B \rightarrow X_s\gamma$ дали возможность получить нижнюю границу массы заряженного бозона Хиггса, которая составляет $m_H > 480$ ГэВ при 95% уровне достоверности. Этот предел был получен нами путем сравнения недавних экспериментальных данных для $B \rightarrow X_s\gamma$ с нашими теоретическими расчетами.

Несмотря на то, что ширина распада $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$ намного меньше, чем ширина распада $B \rightarrow X_s\gamma$, двухкратный радиационный распад обладает определенными преимуществами. Потенциальная новая физика для распада $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$ должна быть ясно видна не только для ширины распада, но и в дифференциальных распределениях по параметрам s_1, s_2 .

Процесс $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$ представляет непосредственный интерес для нового эксперимента Belle II (SuperKEKB) в Японии [3,4], целью которого является обнаружение относительной ширины распада до 10^{-8} или меньше. Это требует более точных расчетов в СМ для $B \rightarrow X_s\gamma\gamma$. В предыдущих работах мы уже провели

расчеты вкладов операторов $O_7 - O_7$ и $O_8 - O_8$ порядка α_s [5, 6] (см. также ссылки, приведенные в этих работах).

Целью настоящей работы является продолжение расчетов поправок квантовой хромодинамики для распада $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$ порядка α_s . Мы рассчитываем вклад интерференции операторов $O_7 - O_8$ порядка α_s в двойную дифференциальную ширину распада $d\Gamma / (ds_1 ds_2)$ для инклюзивного процесса $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$. В настоящей работе мы рассчитываем только виртуальную часть этого вклада, которая не включает излучение свободного глюона, часть с излучением свободного глюона достаточно сложная задача, и ей будет посвящена отдельная работа. Мы учитываем зависимость результатов от массы s кварка при изменении m_s в диапазоне 400–600 МэВ. Вклад интерференции операторов $O_7 - O_8$ в ширину распада $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$ в рассматриваемой нами области фазового пространства составляет 2–3%.

2. Расчет диаграмм

Нами рассчитан вклад интерференции операторов $O_7 - O_8$ в ширину распада $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$. Операторы O_7 и O_8 являются частью эффективного гамильтониана, приведенного в формуле (1.1) в работе [1]. Они равны:

$$O_7 = e / (16\pi^2) \bar{s}_a \sigma^{\mu\nu} (m_b(\mu)R + m_s(\mu)L) b_a F_{\mu\nu}, \quad (1)$$

$$O_8 = g_s / (16\pi^2) \bar{s}_a \sigma^{\mu\nu} (m_b(\mu)R + m_s(\mu)L) b_\beta (\lambda_{\alpha\beta}^A / 2) G_{\alpha\beta}^A, \quad (2)$$

где $F_{\mu\nu}, G_{\mu\nu}^A$ – тензоры напряженности электромагнитного и глюонного полей, $L = (1 - \gamma_5) / 2$ и $R = (1 + \gamma_5) / 2$ и $\lambda_{\alpha\beta}^A$ – матрицы Гелл–Манна.

Число диаграмм Фейнмана с излучением двух фотонов и связанных с O_7

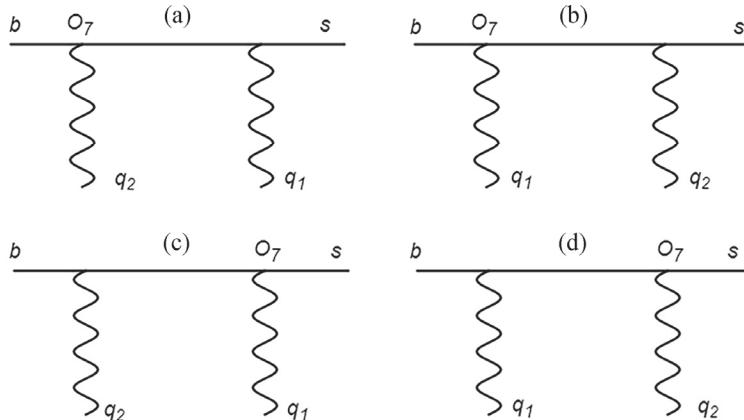


Рис.1. Диаграммы, связанные с оператором O_7 и двумя фотонами: (а) первый излученный фотон имеет импульс q_2 , второй – q_1 , а оператор O_7 находится в вершине первого фотона; (б) первый излученный фотон имеет импульс q_1 , второй – q_2 , а оператор O_7 находится в вершине первого фотона; (с) первый излученный фотон имеет импульс q_2 , второй — q_1 , а оператор O_7 находится в вершине второго фотона; (д) первый излученный фотон имеет импульс q_1 , второй – q_2 , а оператор O_7 находится в вершине второго фотона.

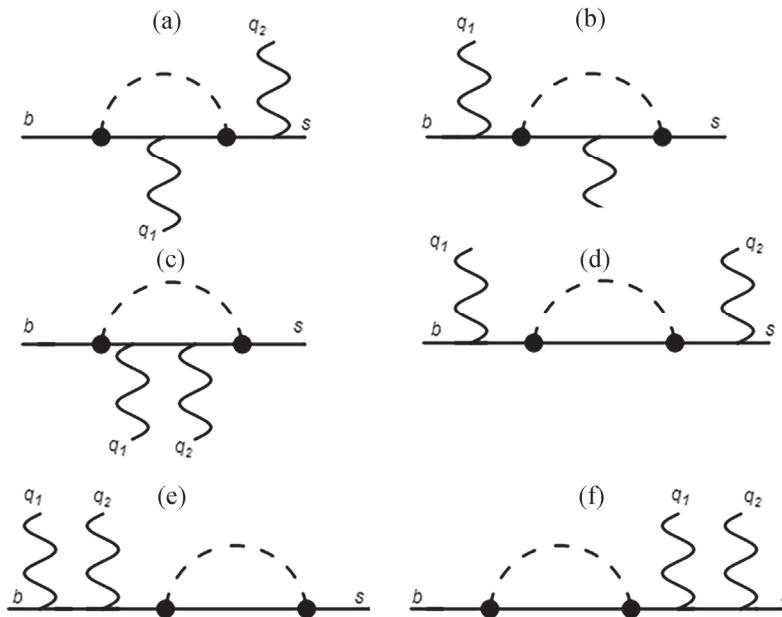


Рис.2. Диаграммы, связанные с оператором O_8 и двумя фотонами: (а) один фотон излучается между глюонными вершинами, другой – после; (б) один фотон излучается перед глюонными вершинами, другой – между ними; (с) оба фотона излучаются между глюонными вершинами; (д) один фотон излучается перед глюонными вершинами, другой – после; (е) оба фотона излучаются до глюонных вершин; (ф) оба фотона излучаются после глюонных вершин.

равно 4 (рис.1), а число диаграмм Фейнмана с излучением двух фотонов и связанных с O_8 равно 24 (рис.2) (для экономии места мы привели только шесть диаграмм, чтобы получить все диаграммы, нужно во-первых заменить точки на O_8 или глюонные вершины, а потом сделать замену q_1 на q_2). В итоге, для интерференции операторов $O_7 - O_8$ с излучением двух фотонов на уровне амплитуды в квадрате в общей сложности получаем 96 диаграмм Фейнмана, которые надо просчитать.

Для расчета диаграмм была использована программа Tracer [7]. Полученный результат может быть представлен в виде линейных комбинаций скалярных произведений импульсов (включая скалярное произведение импульсов на самих себя): p_b и q_1, q_2 – это внешние импульсы, а r – импульс петли. Эти скалярные произведения можно представить в виде гораздо меньшего числа скалярных произведений, так называемых мастер интегралов. Таких программ сокращений много, мы использовали программу LiteRed [8]. В итоге мы получили четыре набора мастер интегралов, каждый из которых состоит из девяти мастер интегралов, с помощью которых можно представить все скалярные произведения наших диаграмм.

Первый набор включает пропагаторы:

$$\begin{aligned} P_{11} &= (p_b - r)^2 - m_s^2, & P_{12} &= (p_b - r - q_1)^2 - m_s^2, \\ P_{13} &= (p_b - r - q_1 - q_2)^2 - m_s^2, & P_{14} &= r^2. \end{aligned} \quad (3a)$$

Мастер интегралы первого набора:

$$\begin{aligned} M_1 = \{(0,0,1,0), (0,1,0,1), (1,0,0,1), (1,0,1,0), \\ (0,1,1,1), (1,0,1,1), (1,1,0,1), (1,1,1,0), (1,1,1,1)\}. \end{aligned} \quad (3b)$$

Второй набор включает пропагаторы:

$$\begin{aligned} P_{21} &= (p_b - r)^2 - m_s^2, & P_{22} &= (p_b - r - q_2)^2 - m_s^2, \\ P_{23} &= (p_b - r - q_1 - q_2)^2 - m_s^2, & P_{24} &= r^2. \end{aligned} \quad (4a)$$

Мастер интегралы второго набора:

$$\begin{aligned} M_2 = \{(0,0,1,0), (0,1,0,1), (1,0,0,1), (1,0,1,0), \\ (0,1,1,1), (1,0,1,1), (1,1,0,1), (1,1,1,0), (1,1,1,1)\}. \end{aligned} \quad (4b)$$

Третий набор включает пропагаторы:

$$\begin{aligned} P_{31} &= (p_b - r)^2 - m_b^2, & P_{32} &= (p_b - r - q_1)^2 - m_b^2, \\ P_{33} &= (p_b - r - q_1 - q_2)^2 - m_b^2, & P_{34} &= r^2. \end{aligned} \quad (5a)$$

Мастер интегралы третьего набора:

$$\begin{aligned} M_3 = \{(0,0,1,0), (0,0,1,1), (0,1,0,1), (1,0,1,0), \\ (0,1,1,1), (1,0,1,1), (1,1,0,1), (1,1,1,0), (1,1,1,1)\}. \end{aligned} \quad (5b)$$

Четвертый набор включает пропагаторы:

$$\begin{aligned} P_{41} &= (p_b - r)^2 - m_b^2, & P_{42} &= (p_b - r - q_2)^2 - m_b^2, \\ P_{43} &= (p_b - r - q_1 - q_2)^2 - m_b^2, & P_{44} &= r^2. \end{aligned} \quad (6a)$$

Мастер интегралы четвертого набора:

$$\begin{aligned} M_4 = \{(0,0,1,0), (0,0,1,1), (0,1,0,1), (1,0,1,0), \\ (0,1,1,1), (1,0,1,1), (1,1,0,1), (1,1,1,0), (1,1,1,1)\}. \end{aligned} \quad (6b)$$

Видно, что M_1 и M_2 получаются друг из друга, если изменить q_1 на q_2 . То же самое верно для M_3 и M_4 .

3. Расчет интегралов

Для расчета мастер интегралов мы использовали программу SecDec [9]. Кинематически область (s_1, s_2) , доступная для трехчастичного распада $b \rightarrow s\gamma\gamma$, определяется [5] как

$$s_1 > m_s^2 / m_b^2, \quad s_2 > m_s^2 / m_b^2, \quad 1 - s_1 - s_2 + m_s^2 / m_b^2 > 0, \quad s_1 s_2 > m_s^2 / m_b^2. \quad (7)$$

Нужно наложить некоторые кинематические ограничения. Во-первых, для наблюдения фотонов переменные s_1, s_2 должны быть меньше единицы. Кроме того, для обнаружения двух различных фотонов кинематически требуется, чтобы их инвариантная масса была отлична от нуля. Все эти требования можно удовлетворить, используя один физический параметр c ($c > m_s^2 / m_b^2$), потребовав, чтобы

Табл.1. Значения относительной ширины распада $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$, когда учитывается вклад $O_7 - O_7$ (NLL) и $O_2 - O_7$ (LL) (столбец 2) и когда учитывается вклад $O_7 - O_8$ (столбец 3)

m_s / m_b	$O_7 - O_7, O_2 - O_7$	$O_7 - O_8$	Ratio
400/4800	7.9×10^{-8}	-1.58×10^{-9}	-0.021
500/4800	7.6×10^{-8}	-1.81×10^{-9}	-0.024
600/4800	7.5×10^{-8}	-2.11×10^{-9}	-0.028

$$1 - s_1 - s_2 > c, (s_1 - c)(s_2 - c) > c. \quad (8)$$

Двойной дифференциальный спектр распада $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$ дается формулой:

$$\frac{d\Gamma}{ds_1 ds_2} = \frac{m_b}{256\pi^3} |M|^2, \quad (9)$$

где M – амплитуда распада. Чтобы получить относительную ширину распада для $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$ в зависимости от c , мы интегрируем двойной дифференциальный спектр в соответствующем диапазоне по s_1 и s_2 , делим на ширину полуlepтонного распада и умножаем на экспериментальное значение относительной ширины полуlepтонного распада, равное 0.1049 [5] ($\hat{m}_c = m_c / m_b = 0.29$):

$$\Gamma_{sl} = m_b^5 G_F^2 |V_{cb}|^2 g(\hat{m}_c) / (192\pi^3), \quad g(x) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \log(x), \quad (10)$$

где $V_{cb} = 0.04$ – элемент матрицы Кобаяши–Маскава и $G_F = 1.166 \times 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$ – константа Ферми слабого взаимодействия.

Мы провели расчеты для $\mu = m_b$, $c = 1/50$ и разных значений m_s / m_b . Результаты приведены в табл.1.

Таким образом, можно сделать вывод, что вклад интерференции операторов $O_7 - O_8$ в относительную ширину распада находится на уровне 2–3%.

На рис.3 приведен график зависимости $d\Gamma / (ds_1 ds_2)$ от s_1 для $s_2 = 1/5$,

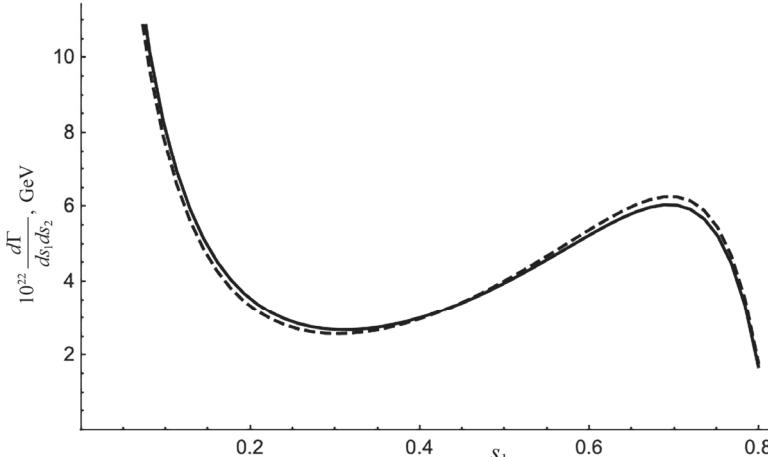


Рис.3. График зависимости $d\Gamma / (ds_1 ds_2)$ от s_1 для $s_2 = 1/5$, $\mu = m_b$ и $m_s / m_b = 500 / 4800$.

$\mu = m_b$, $m_s / m_b = 500 / 4800$. Сплошная линия – это сумма вкладов $O_7 - O_7$ и $O_7 - O_8$, пунктирная линия – только $O_7 - O_7$. Здесь также видно, что вклад $O_7 - O_8$ достаточно мал.

4. Заключение

В работе был рассчитан вклад порядка α_s интерференции операторов $O_7 - O_8$. Показано, что по сравнению с вкладом операторов $O_7 - O_7$ вклад операторов $O_7 - O_8$ достаточно мал для разных значений m_s / m_b .

Работа была выполнена благодаря финансированию комитета по науке Армении: грант 21AG-1C084. Работа С.А. Тумасяна была также поддержана Региональной докторской программой по теоретической и экспериментальной физике элементарных частиц, спонсируемой Volkswagen Stiftung.

Г.М. Асатрян благодарен С. Greub-у за многочисленные обсуждения распадов $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Greub, T. Hurth, D. Wyler. Phys. Rev. D, **54**, 3350 (1996).
2. A. Hovhannisyan. Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 206 (2002).
3. I. Heredia de la Cruz. MWPF 2015, e-Print: 1609.01806. (2016).
4. T. Aushev et al. e-Print: 1002.5012 (2010).
5. H.M. Asatrian, C. Greub, A. Kokulu. Phys. Rev. D, **95**, 053006 (2017).
6. H.M. Asatrian, C. Greub, A. Kokulu. Phys. Rev. D, **93**, 01403 (2016).
7. M. Jamin, M. Lautenbacher. Comp. Phys. Commun., **74**, 265 (1993).
8. R. Lee. J. Phys. Conf. Ser., **523**, 012059 (2014).
9. J. Carter, G. Heinrich. Comp. Phys. Commun., **182**, 1566 (2011).

CONTRIBUTION OF THE INTERFERENCE OF THE $O_7 - O_8$ FOR THE DECAY $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$

H.H. ASATRYAN, H.M. ASATRIAN, S.A. TUMASYAN

Rare decays of B-mesons allow investigations of physics outside of the SM. For $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$ potential new physics should be clearly visible not only for the width of the decay, but also in the differential distributions with respect to the parameters (s_1, s_2) , defined as $s_i = (p_b - q_i)^2 / m_b^2$, ($i = 1, 2$), where p_b , q_1, q_2 are the momenta of the b-quark and the two photons. In the paper the contribution of order α_s of the interference of the operators $O_7 - O_8$ was calculated. We also consider the dependency of the results from the mass of the s-quark by changing m_s in the range 400–600 MeV. The contribution of the interference of the operators $O_7 - O_8$ in the width of the decay $B \rightarrow X_s \gamma\gamma$ in the regions of the phase space considered by us is equal to 2–3%.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.172–179 (2023)

УДК 53.083.62, 621.384.6

DOI: 10.54503/0002-3035-2023-58.2-172

ОСОБЕННОСТИ ДВУХСТРУННОГО МОНИТОРА ВИБРИРУЮЩИХ СТРУН

Г.В МИРЗОЯН^{1,2}, L. SPOTTEK³, С.Г. АРУТЮНЯН^{1,2}, А.В. МАРГАРЯН¹,
Э.Г. ЛАЗАРЕВА^{1*}, Л.М. ЛАЗАРЕВ¹, Г.С. АРУТЮНЯН¹,
А.С. ВАРДАНЯН², М. CHUNG⁴

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

²CANDLE Институт Синхротронных Исследований, Ереван, Армения

³Institute for Nanostructure and Solid State Physics, University of Hamburg, Germany

⁴Ulsan National Institute of Science and Technology, Ulsan, South Korea

*e-mail: ella.lazareva@yerphi.am

(Поступила в редакцию 30 января 2023 г.)

Мониторы вибрирующих струн используются для измерения поперечных профилей пучков различной природы. Для увеличения точности сканирования, а в определенных случаях для устранения сканирования (измерение профиля с помощью матрицы струн), предложено использовать несколько вибрирующих струн. Такой монитор с двумя разнесенными на расстояние вибрирующими струнами составил измерительную часть лабораторного стенда, разработанного нами для обучения студентов ускорительной технике. Обсуждаются особенности такого двухструнного монитора, в частности проблемы перерассеяния мощности лазерного излучения между струнами.

1. Введение

Проволочные сканеры используются во многих ускорителях в качестве стандартного устройства для измерения профиля пучка. [1]. Сигнал от взаимодействия пучок–проводника может быть обнаружен двумя различными способами: обнаружением частиц рассеянного пучка вне вакуумной камеры [2,3], либо измерением тока вторичной электронной эмиссии, создаваемым пучками частиц [4,5]. На основе второго метода разработаны мониторы, представляющие собой сетку из проволочек–электродов [6,7].

В 1999 г для диагностики пучков ускорителей было предложено использование вибрирующих струн [8], обладающих большей чувствительностью по сравнению с проволочными сканерами.

Мониторы вибрирующей струны (МВС) для измерения поперечных профилей различных пучков основаны на зависимости частоты струны от ее натяжения. С учетом повышенной чувствительности к температуре струны, защемленной с двух концов, оказалось, что такие мониторы оказываются чувствительными к незначительным потокам частиц/фотонов/нейтронов, повышающим температуру струны на величины порядка и меньше мК [9]. Процедура профилирования пучков осуществлялась с помощью сканирования пучка. Из-за невысокой скорости

сканирования, которая определяется процессами термализации струны при изменении величины облучения, сканирование обычно требует несколько десятков секунд и в ряде случаев является основным недостатком МВС.

Для увеличения точности сканирования, а в определенных случаях для ускорения процесса сканирования было предложено использовать несколько вибрирующих струн. В работе [10] были проведены эксперименты с двухструнным монитором, а в работе [11] – с пятиструнным. В первом случае профилировался пучок полупроводникового лазера, во втором – жесткая часть синхротронного излучения, проникающего через медный фланец ускорителя APS ANL. В обоих случаях наблюдалась корреляция частот струн, объясняемая перерассеянием тепловых потоков между струнами. Для случая измерения жесткой части синхротронного излучения вклад привносился также вторичными потоками частиц, которые образовывались при рассеянии потоков на соседних струнах. В работе [12] предложен метод численной оценки эффектов перерассеяния струнами.

В настоящей работе проведены дальнейшие исследования по этой теме для монитора с двумя вибрирующими струнами, который составлял измерительную часть лабораторного стенда, разработанного в рамках совместного Армяно-Германского проекта Института синхротронных исследований CANDLE с целью обучения студентов из Германии и Армении ускорительной технике [13].

2. Двухструнный монитор вибрирующей струны

2.1. Особенности двухструнного монитора вибрирующих струн. Зависимость частоты вибрирующей струны от температуры

МВС представляет собой защемленную с двух концов струну, расположенную в магнитном поле. Колебания струны в мониторе возбуждаются взаимодействием проходящего через струну тока с постоянным магнитным полем. Механические колебания в струне создают электродвижущую силу, которая усиливается и прикладывается к струне с использованием схемы обратной связи. Данный процесс приводит к усилению случайного механического движения. Из-за высокой добротности струны вблизи резонанса остаются колебания только на собственной частоте струны (см. например [14]). Процесс генерации колебаний представлен на рис.1.

Использование мониторов с двумя вибрирующими струнами мотивировано несколькими соображениями. Он больше размеров пучка и может использоваться как монитор позиционирования пучка. В этом случае монитор остается неподвижным. В другом варианте струны могут располагаться на близком расстоянии и служить способом сравнения двух идентичных сканирований пучка со сдвигом измерительных струн. Однако в данном случае требуется аккуратное выделение компоненты воздействия на струну только от пучка, непосредственно падающего на струну. Обычно МВС конструируются так, чтобы пучок при сканировании полностью помещался в апертуре МВС (область между магнитными полюсами и базой МВС). Для МВС с двумя струнами наблюдается влияние струн друг на друга. Это может быть передача тепла посредством конвективного теплообмена (МВС используется в атмосфере) и радиационного теплообмена.

$$F = \frac{1}{L} \sqrt{\sigma/\rho}, \quad (1)$$

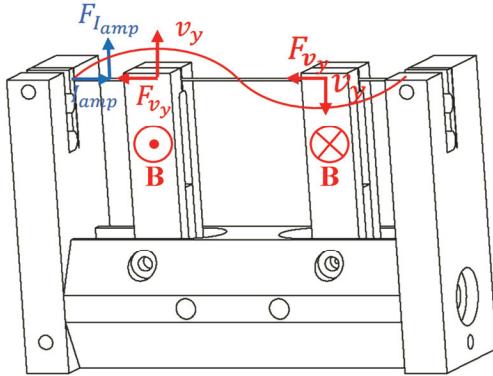


Рис.1. Визуализация процесса генерации колебаний струны. **B** – магнитные полюса, F – компоненты сил, действующих на участки струны и электроны в струне в пределах магнитного поля, v – компоненты скорости участков струны.

где F – частота струны, σ – натяжение, L – длина струны и ρ – плотность материала струны. Начальное натяжение струны производится при температуре T_0 следующим образом: ненатянутая струна с начальной длиной L_0 натягивается и зажимается на базе с длиной L_A между точками защемления (см. рис.2а).

На рис.2с схематически представлено расположение струн и процесс перераспределения: часть падающей на одну из струн мощности с коэффициентом K перераспределяется на другую.

Удлинение струны от L_0 до L_A приводит к тому, что в ней возникает напряжение σ_0 :

$$\sigma_0 = \frac{L_A - L_0}{L_0} E_W, \quad (2)$$

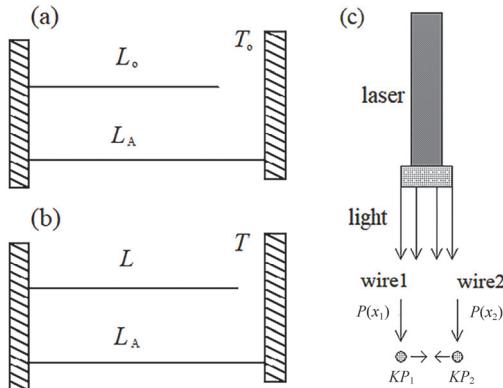


Рис.2. Схематические изображения: (а) L_0 – длина нерастянутой струны при температуре T_0 , L_A – расстояние между точками крепления струны. (б) L – длина ненатянутой струны при температуре T . Поток лазерного излучения (вертикальные стрелки) падает на обе струны с разными интенсивностями: $P_1=P(x_1)$ для первой струны и $P_2=P(x_2)$ – для второй ($P(x)$ – нормированное на произвольную величину распределение интенсивности вдоль горизонтальной оси x). Часть излучения, падающая на одну струну, перераспределяется на вторую с коэффициентом K (горизонтальные стрелки).

где E_w – модуль Юнга материала струны. Предположим, что начальная температура струны T_0 вследствие ее экспозиции пучком повысилась до T , предполагая при этом, что температура базы не изменилась. Относительное удлинение ненатянутой струны в зависимости от изменения температуры $\Delta T = T - T_0$ определяется формулой

$$\frac{L - L_0}{L_0} = \alpha_w \Delta T, \quad (3)$$

где α_w – температурный коэффициент линейного расширения материала струны и L – длина ненатянутой струны в результате изменения ее температуры. При этом напряжение струны σ определяется формулой (см. рис.2б)

$$\sigma = \frac{L_A - L}{L} E_w. \quad (4)$$

Считая, что изменение длины струны по сравнению с начальной мало во всем диапазоне интересующих нас температур, в знаменателях формул (1)–(4) можно положить $L \approx L_A \approx L$, а также учитывая, что во всем диапазоне рассматриваемых температур $\alpha_w \Delta T$ многое меньше 1, получим

$$\sigma = \sigma_0 - E_w \alpha_w \Delta T. \quad (5)$$

Частота струны при этом запишется в виде:

$$F = \frac{1}{L_A} \sqrt{(\sigma_0 - E_w \alpha_w \Delta T) / \rho}. \quad (6)$$

Удобно переписать формулу (6), выразив зависимость изменения температуры струны ΔT от частоты:

$$\Delta T = \frac{\sigma_0}{E_w \alpha_w} \left(1 - \frac{F^2}{F_0^2} \right). \quad (7)$$

В приближении медленного сканирования пучка с, нормированным на произвольную величину, распределением частиц в поперечном сечении $P(x)$ изменение температуры струны пропорционально той мощности, которая падает на струну в позиции x вдоль оси сканирования и трансформируется в тепло (часть мощности уносится потоками рассеянных частиц/излучения):

$$P(x) = a \Delta T(x), \quad (8)$$

где коэффициент a зависит от свойств материала струны, ее предварительного натяжения, а также коэффициента трансформации падающего на струну лазерного излучения в тепло. Значение постоянной a трудно измерить с надлежащей точностью, поэтому метод вибрирующих струн как правило восстанавливает профиль пучка в относительных единицах. С учетом этого удобно ввести понятие сигнала с вибрирующей струны, пропорционального изменению температуры струны:

$$S(x) = b(1 - F(x)^2 / F_0^2), \quad (9)$$

где b – нормировочный коэффициент. С учетом перераспределения рассеянного лазерного излучения между струнами (см. рис.2с), запишем:

$$S_1 = P_1 + K P_2, \quad S_2 = P_2 + K P_1, \quad (10)$$

где $S_1 = S(x_1)$, $S_2 = S(x_2)$, $P_1 = P(x_1)$, $P_2 = P(x_2)$ (здесь и далее функции P и S считаются безразмерными, поскольку формулы (8) и (9) содержат неопределенные коэффициенты a и b , коэффициент K определен в подписи к рис.2с). Решая уравнения (10) относительно неизвестных величин P_1 и P_2 , получим:

$$P_1 = \frac{S_1 - KS_2}{1 - K^2}, \quad P_2 = \frac{S_2 - KS_1}{1 - K^2}. \quad (11)$$

2.2. Экспериментальная установка

Параметры двухструнного монитора: материал струны – нержавеющая сталь (A316), длина струны – 36 мм, диаметр – 100 мкм, апертура – 6 мм. Зависимость частоты от температуры струны ≈ 27 Гц/К обеспечивает разрешение по температуре ≈ 0.4 мК (соответствует достигнутой в эксперименте точности измерения частоты порядка 0.01 Гц для интервалов измерений порядка 1с) и разрешение падающей на струну мощности ≈ 80 нВт. На рис.3 представлен лабораторный стенд, содержащий все компоненты системы профилирования пучка: монитор с двумя вибрирующими струнами и системой подачи линейного актуатора на базе шагового двигателя (ШД) с драйвером, плату управления ШД и концевые выключатели, интерфейс с компьютером, собственную систему визуализации с помощью блока Arduino.

3. Экспериментальные результаты и их обработка

На рис.4а представлены результаты зависимости частот обеих струн от времени для трех сканирований пучка, заключающихся в движении МВС на 10 мм от начального положения и возвращении на стартовую позицию (скорость

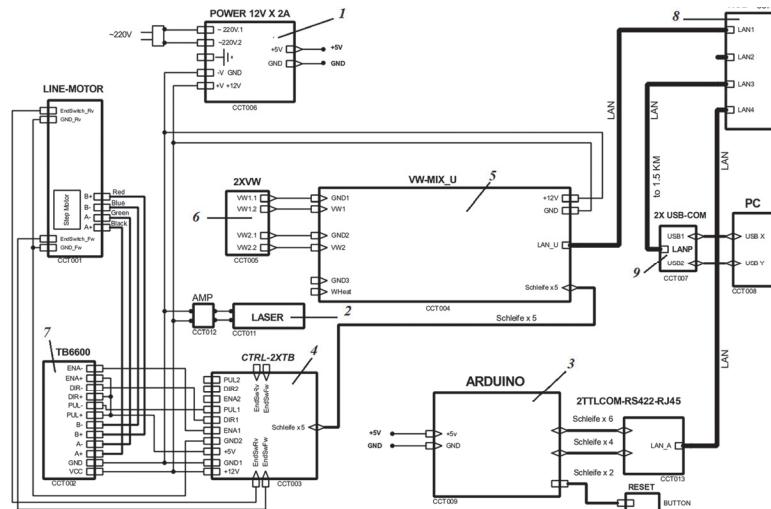


Рис.3. Схема лабораторного стенда: 1 – источник питания, 2 – лазер, 3 – Arduino Mega 2560, 4 – плата управления шаговым двигателем (CTRL-2XTB), 5 – плата автогенерации струны (VW-MIX_U), 6 – МВС, 7 – линейный актуатор на основе шагового двигателя (TB6600), 8 – сетевой адаптер, 9 – интерфейс Arduino к ПК.

сканирования в данном эксперименте составляла 0.1 мм/с). Из рисунка видно, что, когда струны не экспонируются лазерным пучком, происходят дрейфы частот, обусловленные в основном изменением температуры окружающей среды. Верхние участки кривых соответствуют выходу струн за пределы лазерного пучка в процессе сканирования. На рис.4б для дальнейшей обработки экспериментальных результатов выделено второе сканирование пучка (270–390 с), приведены данные частот с первой струны и положения МВС вдоль оси сканирования.

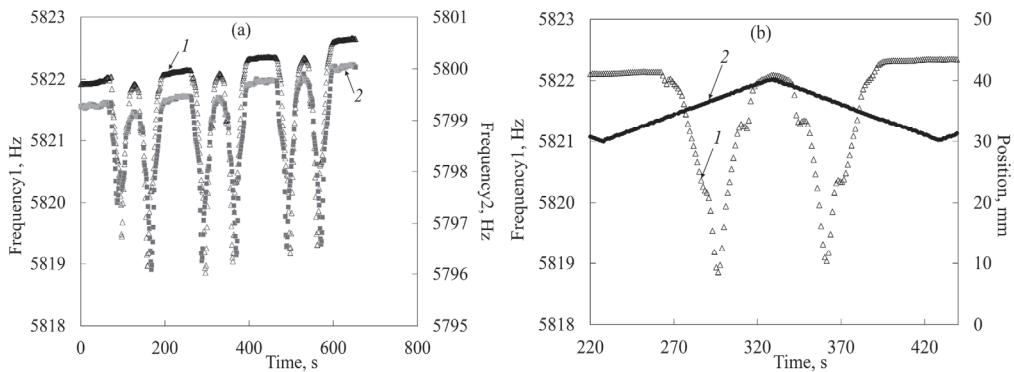


Рис.4. Зависимость частот колебаний струн от времени: (а) 1 и 2 – сигналы частот с обеих струн. (б) Второй скан: 1 – частота первой струны, 2 – положение МВС вдоль оси сканирования.

Корректировка частотных сигналов по тепловому дрейфу производится следующим образом: выделяются области времени, когда струны не экспонируются пучком и строится линейная регрессия частот по данным областям (формулы регрессии представлены на рис.5а).

Графики частот после поправок на дрейфы по времени представлены на рис.6б. Поскольку первая и вторая струны разнесены относительно друг друга вдоль оси сканирования, произведено также смещение координат для значений частот со второй струны на величину ≈ 0.93 мм, обеспечивающее совмещение экстремумов частот обеих струн вдоль оси сканирования. График сигналов с

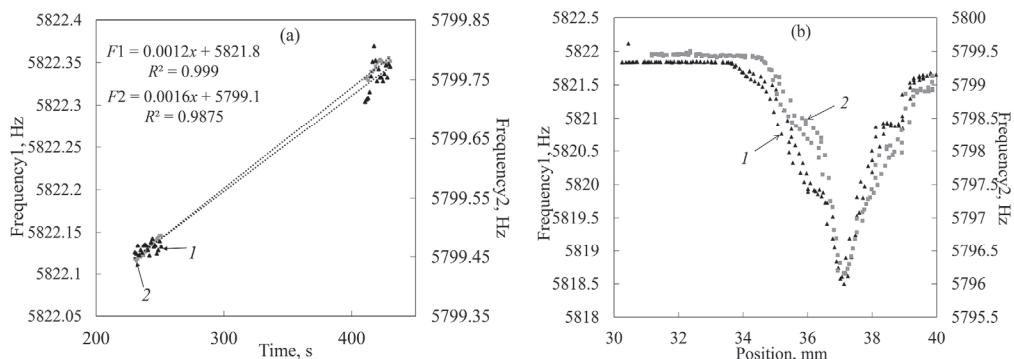


Рис.5. (а) Расчеты параметров дрейфа: 1 и 2 – частоты первой и второй струн. (б) Поправки частот на дрейфы по времени: 1 и 2 – дрейфы частот первой и второй струн.

обеих струн приведен на рис.6а, из которого видно, что эти профили не совпадают из-за эффекта перерассеяния мощности лазерного излучения между струнами и для коррекции профилей требуется применить алгоритм (11). Коэффициент K рассчитать не представляется возможным из-за сложного характера процесса перерассеяния, зависящего от взаимного расположения струн, качества их поверхностей и соответствующих коэффициентов испускания/поглощения радиационного излучения. Для нахождения K применяется фитирование экспериментальных данных. Результат дает значение $K \approx 0.32$. Откорректированные по процессу перерассеяния профили пучка приведены на рис.6б.

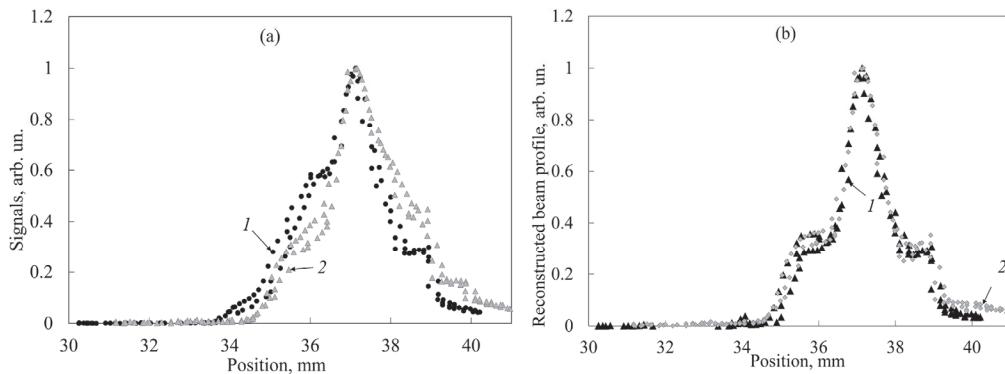


Рис.6. Сигналы с обеих струн. (а) Совмещение сигналов I и 2 от струн по максимумам. (б) Реконструированный профиль с использованием сигналов I и 2 от струн.

4. Заключение

Отметим, что в работе [12] предложена формальная модель для пятиструнного датчика, опирающаяся на понятие температур прогрева струн. Далее строится матричное представление единого измеряемого профиля (в работе [12] – это пучок жесткой части синхротронного излучения накопительного кольца APS ANL). При этом большое количество коэффициентов взаимной тепловой связи между струнами подбирались численно без всякой привязки к физической модели.

В данной работе в качестве такой физической модели используется процесс перерассеяния измеряемого пучка между струнами. Значение коэффициента перерассеяния зависит от многих факторов: наличия атмосферы, в случае лазерного излучения – от качества поверхности и, самое главное, от взаимного расположения струн. Отметим, что полученное в результате математической обработки первичных данных значение этого коэффициента оказалось больше, чем ожидалось из предварительных оценок. Для таких коэффициентов, по-видимому, следует учесть многократное перерассеяние мощности излучения, как это делается в расчетах тепловых задач, содержащих компоненту теплового излучения [15,16].

Кроме того, в случае пучков с поперечными размерами порядка апертуры МВС (область, в которой струна экспонируется измеряемым пучком), на частоты струн воздействует также рассеянное излучение пучка от частей магнитной системы МВС и узлов крепления струн. Следует отметить, что поднятые в данной работе проблемы подчеркивают чувствительность частот к температурам струн

меньше и порядка МК.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта 21Т-2G079.

Авторы выражают благодарность Н.А Бабаджанян и Mina Ali Bacha за хорошую подготовку к практическому курсу. Авторы благодарны также С.Л. Егиазаряну и А.Д. Афандяну за помощь при изготовлении лабораторного стенда.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P. Tenenbaum, T. Shintake.** Annual Review of Nuclear and Particle Science, **49**, 125 (1999).
2. **P. Elmforss et al.** NIM A, **396**, 13 (1997).
3. **M. Dohlus et al.** Report from the DESY HERA 03–01. DESY, Notkestr, Hamburg, Germany, 2003.
4. **M.A. Plum et al.** LINAC2002, Gyeongju, Korea, 2002, pp. 172–174.
5. **H. Akikawa.** LINAC2006, Knoxville, Tennessee USA, 2006, pp. 293–295.
6. **D. Berkaev, I. Ostanin, V. Kozak et al.** RuPAC, Zvenigorod, Russia, 2008, pp. 276–278.
7. **W.T. Weng, L.-H. Chiang, G.A. Smith, A. Soukas.** IEEE Transactions on Nuclear Science. **10**, 2331 (1983).
8. **S.G. Arutunian, N.M. Dobrovolski, M.R. Mailian, I.G. Sinenko, I.E. Vasiniuk.** Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams, **2**, 122801 (1999).
9. **S.G. Arutunian, A.V. Margaryan, G.S. Harutyunyan, E.G. Lazareva, M. Chung, D. Kwak, D.S. Gyulamiryan.** JINST, **16**, R01001 (2021).
10. **M.A. Aginian, S.G. Arutunian, M.R. Mailian.** NATO Advanced Research Workshop, Candle SRI, (Yerevan, Armenia, 2007), pp. 475–478.
11. **G. Decker, S.G. Arutunian, M.R. Mailian, I.E. Vasiniuk.** BIW08, Lake Tahoe, USA, 2008, pp. 36–40.
12. **S.G. Arutunian, G. Decker, G.S. Harutyunyan., I.E. Vasiniuk.** Zvenigorod, Russia, 2008, pp. 247–249.
13. <http://candle.am/german-armenian-school-2022/>
14. **M.A. Aginian, S.G. Arutunian, D. Cho, et al.** J. Contemp. Phys., **52**, 110 (2017).
15. **J.R. Howell, M.P. Menguc, R. Siegel.** Thermal Radiation Heat Transfer, CRC Press, London, 2016.
16. **В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел.** Теплопередача, Энергия, 1975.

FEATURES OF A DOUBLE-WIRE VIBRATING WIRES MONITOR

G.V. MIRZOYAN, L. SPOTTEK, S.G. ARUTUNIAN, A.V. MARGARYAN,
E.G. LAZAREVA, L.M. LAZAREV, A.S. VARDANYAN, M. CHUNG

Vibrating wire monitors are used to measure transverse profiles of beams of different nature. To increase the accuracy of scanning, and in certain cases to eliminate scanning (measuring the profile with a wire matrix), it was proposed to use several vibrating wires. Such a monitor with two spaced apart vibrating wires made up the measuring part of the laboratory stand that we developed for educating students in acceleration techniques. In this paper we discuss the features of such a double-wire monitor, in particular, the problems of laser radiation power redistribution between the wires.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.180–185 (2023)

УДК 534.2

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-180

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРО-ИНДУЦИРОВАННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОДЕ

В.С. АРАКЕЛЯН, Р.Н. БАЛАСАНЯН, И.Г. ГРИГОРЬЯН*,
П.Г. МУЖИКЯН, Р.Б. КОСТАНЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: irina.g.grigoryan@gmail.com

(Поступила в редакцию 10 января 2023 г.)

Впервые экспериментально наблюдено явление электро-индущированной генерации тормозного излучения в воде при воздействии на воду электрическими импульсами с крутыми фронтами. Исследована зависимость интенсивности рентгеновского излучения от частоты следования электрических импульсов и величины разности потенциалов, приложенных к электродам в воде. Предлагается физический механизм возбуждения рентгеновского излучения в воде с образованием квазинейтронов.

1. Введение

Одним из наиболее исследованных химических соединений представляет собой вода. Исследованию свойств воды посвящены многочисленные научные и научно-популярные работы, например, [1,2]. Однако, до сих пор многим аномальным свойствам воды нет исчерпывающих объяснений. Среди многообразия представленных явлений особое место занимают процессы ядерных преобразований при акустическом воздействии на воду.

В работе [3] экспериментально показано, что при определённых значениях разности потенциалов, подаваемых на электролизёр с электродами из алюминия, наблюдается существенное превышение выделяемой тепловой энергии по сравнению с энергией, обычно выделяемой при пропускании электрического тока через воду. Причину дополнительного тепловыделения авторы работы [3] связывают с экзотермическим ядерным преобразованием алюминия в кремний на катоде по схеме $\text{Al}(n,\gamma)\text{Si}$. В [4] представлен физический механизм возникновения электро-индущированного ядерного явления в воде, обусловленный наличием двойных электрических слоёв, возникающих при контакте алюминиевых электродов с водой. При определенных условиях возможны образования квазинейтронов и, соответственно, возникновение ядерных преобразований по каналу (n,γ) реакции. В работе [5] реализована возможность инициирования ядерных реакций в процессе ультразвуковой кавитации в тяжелой воде. При этом зарегистрирована нестационарная эмиссия нейтронов. По данным авторов этой работы

эмиссия нейтронов отсутствовала при использовании обычной воды. Как показано в работах [6–9], при механических воздействиях на твердые тела, содержащие дейтерий, также наблюдается эмиссия нейтронов.

В литературе отсутствуют работы по наблюдению явления электро-индукционного тормозного излучения электронов в жидкостях, которое может применяться при решении различных прикладных задач. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование тормозного излучения, возникающего в водной среде при приложении к металлическим электродам электрических импульсов.

2. Схема эксперимента

На рис.1 представлена принципиальная схема экспериментальной установки для регистрации тормозного излучения в воде и водных растворах. Электролизёр состоит из химического стакана (1) ёмкостью 150 мл, наполненного дистиллированной водой H_2O (2).

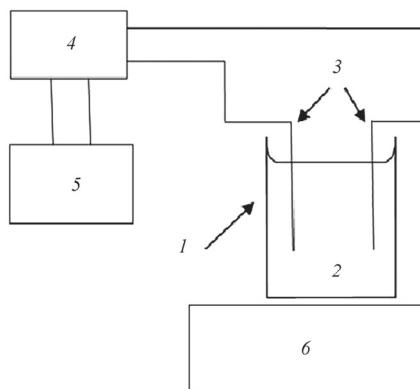


Рис.1. Принципиальная схема измерений: 1 – ёмкость для воды; 2 – вода; 3 – два электрода из алюминиевых пластин; 4 – генератор электрических сигналов; 5 – осциллограф; 6 – датчик гамма-спектрометра GammPRO.

В ёмкость с водой помещены два электрода из алюминиевых пластин (3), присоединенных к генератору электрических сигналов (4). Параметры электрического сигнала контролировались при помощи осциллографа (5), подключенного к генератору. Стакан с водой установлен на датчике гамма-спектрометра GammPRO (6). Максимальное время накопления импульсов γ излучения выбрано 300 секунд. Для исследования использовалась дистиллированная вода.

3. Результаты исследований и обсуждение

На рис.2 представлена спектрограмма электролизера с алюминиевыми электродами и дистиллированной водой в качестве электролита. К электродам был приложен периодический прямоугольный электрический сигнал с частотой 24 кГц с амплитудой 20 В.

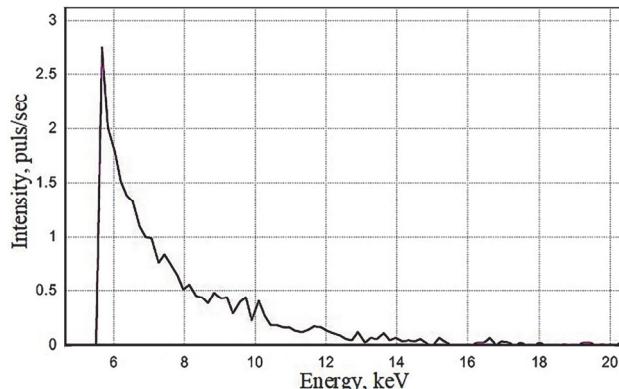


Рис.2. Гамма-спектр воды при приложении к электродам прямоугольных сигналов с частотой 24 кГц и амплитудой 20 В.

Из рис.2 следует, что при указанных условиях воздействия на электролизёр возникает тормозное излучение с энергией 5.671 кэВ. На рис.3 показан фоновый сигнал электролизёра в исследуемой спектральной области. Интенсивность сигнала с энергией 5.67 кэВ составила 0.017 имп/сек. Из сравнения спектрограмм, представленных на рис.2 и 3, следует, что при питании электролизёра прямоугольными сигналами наблюдается значительное повышение интенсивности излучения фотонов с энергией 5.67 кэВ.

При этом интенсивность излучения, с вычетом уровня фонового сигнала, составила более 2.7 имп/сек (рис.2). Однако при подаче на электроды синусоидального напряжения, тормозное излучение отсутствовало.

На рис.4 представлена спектрограмма в случае приложения к электродам электролизёра синусоидального напряжения частотой 24 кГц и амплитудой 20 В. Из рис.3 и 4 видно, что при синусоидальном питании уровень сигнала исследуемого рентгеновского спектра ниже фонового уровня.

При контакте металлических электродов с водной средой возникают двойные электрические слои. При этом на приграничной металлической поверхности возникает отрицательно заряженный слой из тепловых электронов металла, а в приэлектродном слое воды возникает положительно заряженный слой из ионов

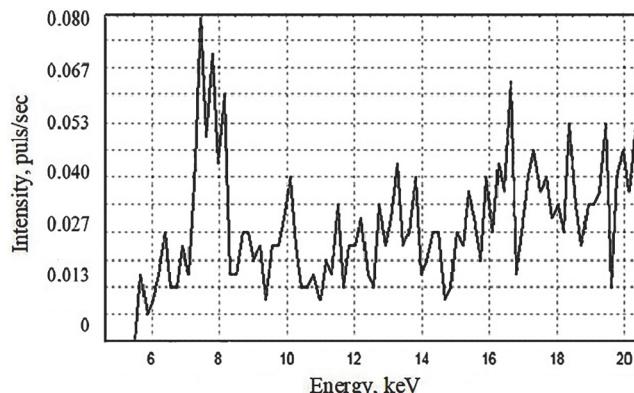


Рис.3. Уровень фона рентгеновского излучения воды.

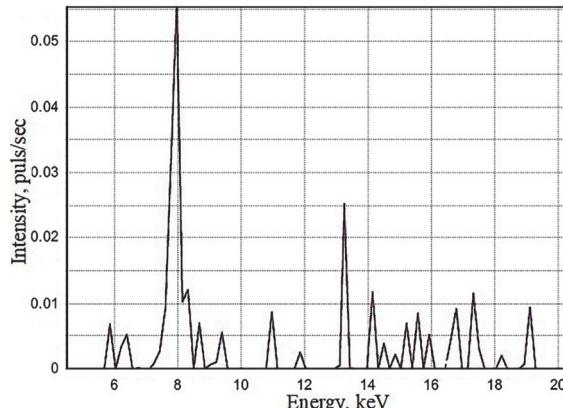


Рис.4. Гамма-спектр воды под воздействием переменного синусоидального сигнала с частотой 24 кГц и амплитудой 20 В.

водорода, образованных при диссоциации молекул воды. Электроны, получив импульс от приложенного к электроду отрицательного электрического поля, отрываются от поверхности катода и движутся к ядрам водорода (H^+). Далее электроны, ускоряясь под воздействием кулоновского притяжения, могут столкнуться с ядрами водорода. При этом происходит резкое торможение электронов, которое сопровождается тормозным излучением. В процессе соединения электронов с ионами водорода, как представлено в работе [4], образуются квазинейтроны, которые и участвуют в ядерных преобразованиях по каналу (n,γ) реакций, приводящих к возникновению новых атомов. Описанное явление проявляется только при определенных значениях параметров электрического поля, действующего на электролизёр.

Подобное явление описано также в работах [10,11], где приводятся результаты исследования акусто-индуцированных ядерных процессов в воде и водных растворах. В этих работах указано, что одним из главных условий возникновения ядерных процессов является необходимость питания излучателя акустического генератора электрическим сигналом с крутыми фронтами. Обоснованием для необходимости кругих фронтов питания считается необходимость резкого воздействия на двойной электрический слой, возникший между металлическим концентратором акустического излучателя и водной средой. При резких воздействиях на двойной электрический слой происходит эффективное рождение квазинейтронов, следовательно, и возникновение (n,γ) ядерных реакций.

Интенсивность тормозного излучения зависит от количества электронов, преодолевших первый электрический барьер двойного электрического слоя и столкнувшихся с ядрами водорода второго электрического слоя. Изменение количества электронов осуществляется изменением величины разности потенциалов, приложенных к электродам электролизёра.

На рис.5 представлена зависимость интенсивности рождения фотонов тормозного излучения с энергией 5.67 кэВ от величины разности потенциалов, приложенных к электродам. Питание электролизёра осуществлялось прямоуголь-

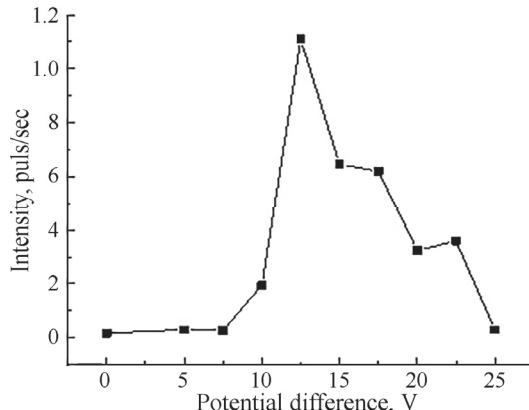
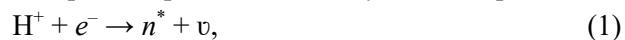


Рис.5. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения с энергией 5.7 кэВ от величины разности потенциалов, приложенных к алюминиевым электродам в воде.

ными электрическими импульсами длительностью 0.9 мксек и частотой 32 кГц. Результаты исследований показывают, что интенсивность тормозного излучения зависит также от частоты питания, приложенного к электролизёру.

Из графика, представленного на рис.5, следует, что интенсивность ядерных преобразований с повышением величины разности потенциалов, прикладываемой к электродам электролизёра, увеличивается до определенного значения с последующим её уменьшением. Интенсивность рентгеновского излучения обусловлена количеством электронов, захватываемых ядрами водорода. Уменьшение интенсивности тормозного излучения свидетельствует об уменьшении количества электронов, пересекающих первый барьер двойного электрического слоя с энергией меньше энергии электрона на основном стационарном уровне водорода, т.е. 13.6 эВ. При больших энергиях электроны могут стать орбитальными электронами водорода с восстановлением атомов водорода.

Это явление наглядно проявляется во время экспериментальных измерений, так как происходит накопление водородных пузырей вблизи катода. Квазинейтроны, согласно описанным явлениям, соединяются с ближайшими ядрами, в том числе и с ядрами атомов катода. Подобное явление ядерного преобразования, описанное в работе [3], приводило к дополнительному тепловыделению ввиду того, что реакция $\text{Al}(n,\gamma)\text{Si}$ является экзоэнергетической. В указанной работе канал ядерного образования квазинейтронов представлен следующим образом:



где e^- – электрон, n^* – квазинейtron и v – электронное нейтрино.

Однако с учётом явления тормозного излучения, формула (1) может быть представлена в следующем виде:



где X – фотон рентгеновского излучения, возникающий при торможении электрона, столкнувшегося с ядром водорода в пределах двойного электрического слоя.

4. Заключение

Показано, что под воздействием электрического поля, приложенного к воде посредством металлических электродов, возникает тормозное излучение с энергией 5.67 кэВ. Приведено объяснение зависимости интенсивности тормозного излучения от величины разности потенциалов, частоты и крутизны фронта электрического сигнала, подаваемого на электроды, погруженные в воду. Предложен физический механизм возникновения тормозного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Девис, Дж. Дэй. Вода - зеркало науки. Москва, Гидрометеоиздат, 1964.
2. В.В. Синюков. Вода известная и неизвестная. Москва, Знание, 1987.
3. G.R. Badalyan, R.N. Balasanyan, I.A. Grammarian. Armenian J. Phys., **8**, 85 (2015).
4. R.N. Balasanyan, R.B. Kostanyan. Phys. J., **2**, 45 (2016).
5. А.Г. Липсон, Б.В. Дерягин, В.А. Клюев, О.Б. Хаврошкин, Ю.П. Топоров, М.Г. Сиротюк, Д.М. Саков. ЖТФ, **62**, 121 (1992).
6. W.C. Moss, D.B. Clarke, J.W. White, D.A. Young. Phys Lett. A, **21**, 69 (1996).
7. R.P. Taleyarkhan, C.D. West, J.S. Cho, R.T. Lahey Jr, R.I. Nigmatulin, R.C. Block. Phys. Rev. E, **69**, 0361091 (2004).
8. R.P. Taleyarkhan et al., Phys. Rev. Lett., **96**, 034301 (2006).
9. Р.И. Нигматулин, Р.Т. Лехи (мл.), Р.П. Талейархан, К.Д. Вест, Р.С. Блок. УФН, **184**, 947 (2014).
10. V.S. Arakelyan, R.N. Balasanyan, S.G. Minasyan, R.B. Kostanyan. Armenian J. Phys., **12**, 17 (2019).
11. R.N. Balasanyan, S.G. Minasyan, V.S. Arakelyan, R.B. Kostanyan. ITS, **2**, 15 (2019).

INVESTIGATION OF ELECTROINDUCED BREMSSTRAHLUNG IN WATER

V.S. ARAKELYAN, R.N. BALASANYAN, I.G. GRIGORYAN,
P.G. MUZHIKYAN, R.B. KOSTANYAN

The phenomenon of electrically induced generation of bremsstrahlung in water under the influence of electric pulses with steep fronts was experimentally studied for the first time. The dependence of the X-ray intensity on the frequency of electrical pulses and the magnitude of the potential difference applied to the electrodes in water has been studied. Physical mechanism of X-ray excitation in water with the formation of quasi-neutrons is proposed.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.186–193 (2023)

УДК 539.1

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-186

МОДЕЛЬ ДЖЕЙНСА–КАММИНГСА В БАЗИСЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН: БОЛЬШИЕ ЧИСЛА ВОЗБУЖДЕНИЙ

А.Ж. МУРАДЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 24 февраля 2023 г.)

Модель Джейнса–Каммингса (JC) представлена на основе квантованных встречных волн, характерных для кольцевого резонатора. Модель, помимо гамильтониана и оператора числа возбуждений, включает оператор интерференции, собственные значения которого имитируют член $\cos 2kz$ классической картины поля. Рассмотрены среднее число фотонов, дисперсия, параметр Манделя Q и атомно-фотонная запутанность в состояниях с определенным числом возбуждений. Обнаружены коллапсы и возрождения, которые в стандартной модели JC присутствуют только в состояниях с неопределенным числом возбуждений. Показано, что фотоны на граничных энергетических уровнях антигруппированы ($Q \approx -1/2$) независимо от параметров системы, а фотоны других энергетических уровней сгруппированы со степенью, растущей с общим числом фотонов.

1. Введение

Модель Джейнса–Каммингса (JC) [1,2] двухуровневого атома и околорезонансной квантованной моды электромагнитного поля представляет собой простейшую и содержательную, по сути, формулировку взаимодействия света и вещества в квантовой оптике [3–6]. Модель учитывает очень важные вещи в современной квантовой науке: спонтанное излучение, дискретность фотонов, квантовые корреляции, запутанность атомных и фотонных состояний, макроскопические квантовые состояния, вплоть до потенциальных приложений в квантовых технологиях. Общий обзор положения дел можно найти в работах [7,8]. При этом модель испытала множество обобщений, касающихся общих и/или реальных обстоятельств [9,10].

Важно отметить, что полевая мода стандартной модели JC представляет собой стоячую волну, исчезающую на отражающих зеркалах. Такая геометрия исключает из состава поля вторую, ортогональную выбранной, моду и одновременно нарушает закон сохранения импульса во взаимодействующей системе атом+поле. Данная статья свободна от первого ограничения за счет выбора модовой структуры поля встречными волнами, которая обычно реализуется в кольцевом резонаторе [11,12].

В данной статье определяются распределение фотонов во встречных волнах и среднеквантовые характеристики стационарных состояний модели, а также характеры их временных поведений.

2. Модель и уравнения

Рассматриваемая модель JC исходит из гамильтониана [11,12]

$$\hat{H} = \frac{\hbar\omega_0}{2}(1 + \sigma_z) + \hbar\omega(\hat{a}_1^+ \hat{a}_1 + \hat{a}_2^+ \hat{a}_2) - \left(\frac{\hbar\beta}{\sqrt{2}} \sigma_+(\hat{a}_1 + \hat{a}_2) + h.c. \right), \quad (1)$$

где σ_z , σ_+ , σ_- и ω_0 – атомные псевдоспиновые (Паули) операторы и частота оптического перехода, соответственно, \hat{a}_j и \hat{a}_j^+ ($j = 1, 2$) – операторы уничтожения и рождения двух мод бегущей волны с частотой ω и $h.c.$ обозначает эрмитов сопряженный элемент. Множитель β равен половине вакуумной частоты Раби и связан с дипольным моментом атомного перехода d соотношением $\beta/\sqrt{2} = -d(2\pi\omega/\hbar V)$, где V – нормирующий объем (резонатора).

Система имеет одну атомную и две фотонные степени свободы. Соответственно гамильтониан (1), оператор числа возбуждений

$$\hat{N} = \frac{1}{2}(1 + \sigma_z) + \hat{a}_1^+ \hat{a}_1 + \hat{a}_2^+ \hat{a}_2 \quad (2)$$

и оператор интерференции [12]

$$\hat{\Theta} = \hat{a}_1^+ \hat{a}_1 + \hat{a}_2^+ \hat{a}_2 - \hat{a}_2^+ \hat{a}_1 - \hat{a}_1^+ \hat{a}_2 \quad (3)$$

вместе образуют полный набор взаимно коммутативных операторов. Значение оператора $\hat{\Theta}$ будет объяснено позже.

Собственное состояние $|\Psi_{E,N}\rangle$ с энергией E и числом возбуждения N ($\hat{N}|\Psi_{E,N}\rangle = N|\Psi_{E,N}\rangle$) можно записать в базисе чистых состояний как

$$|\Psi_{E,N}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \sum_{m=0}^N a_m |m\rangle |N-m\rangle + \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \sum_{m=0}^{N-1} b_m |m\rangle |N-1-m\rangle, \quad (4)$$

где первая и вторая столбчатые матрицы представляют основное и возбужденное состояния атома, соответственно, а произведение двух кет-векторов в каждой сумме представляет собой состояния числа фотонов для встречных волн. a_m и b_m – искомые амплитуды вероятности при заданных состояниях атомов $(0, 1)^T$ и $(1, 0)^T$ и фоковских состояниях фотонов $|m\rangle |N-m\rangle$ и $|m\rangle |N-1-m\rangle$. Индекс N здесь опущен для простоты записи.

Потребуется, чтобы $|\Psi_{E,N}\rangle$ была также собственной функцией оператора $\hat{\Theta}$: $\hat{\Theta}|\Psi_{E,N}\rangle = \Theta|\Psi_{E,N}\rangle$. Используя метод производящей функции и явное выражение (3), нетрудно показать, что $\Theta = 2n$, где $n = 0, 1, \dots, N$.

Теперь обратимся к независящему от времени уравнению Шрёдингера, из которого после стандартного вычисления получается следующая пара рекуррентных уравнений для амплитуд a_m и b_m :

$$\left(\frac{E}{\hbar} - N\omega\right)a_m = -\frac{\beta^*}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{m} b_{m-1} + \sqrt{N-m} b_m \right), \quad (5a)$$

$$\left(\frac{E}{\hbar} - N\omega + \Delta\right)b_m = -\frac{\beta}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{m+1} a_{m+1} + \sqrt{N-m} a_m \right). \quad (5b)$$

Здесь $\Delta = \omega - \omega_0$ – расстройка резонанса. При подстановке (5b) в (5a), последнее приводится к виду

$$\left(\varepsilon(\varepsilon + \delta) - N|\zeta|^2\right)a_m = |\zeta|^2 \sqrt{m(N-m+1)} a_{m-1} + |\zeta|^2 \sqrt{(m+1)(N-m)} a_{m+1}, \quad (6)$$

где безразмерная энергия $\varepsilon = E / \hbar\omega_{\text{rec}}$, расстройка резонанса $\delta = \Delta / \omega_{\text{rec}}$ и параметр взаимодействия $\zeta = \sqrt{2}\beta / \omega_{\text{rec}}$ введены через масштабную частоту $\omega_{\text{rec}} = \hbar k^2 / 2M$ (обычно называемую частотой отдачи), где $k = \omega / c$, а M – атомная масса. Заметим, что квадрат коэффициента перед a_{m-1} пропорционален вероятности переизлучения в единицу времени фотона из волны, распространяющейся вправо, в волну, распространяющуюся влево. Квадрат коэффициента при a_{m+1} пропорционален вероятности обратного процесса. В отличие от случая классического поля эти вероятности не равны между собой, и что важно, они больше при переизлучении из волны с большим числом фотонов в волну с меньшим числом фотонов. Это означает, что квантово-механическое среднее число фотонов во встречных волнах будет одинаковым в стационарных состояниях при любых значениях параметров системы.

3. Стационарные состояния

Решение уравнения (6) ищем в случае большого числа фотонов во встречных волнах. Для этого применим соответствующее квазиклассическое (или рассматриваемое как типа Тэвиса–Каммингса) приближение [13–15], разлагающее $a_{m\pm 1}$ в ряд Тейлора до второго порядка в уравнении (6). В результате получаем обычное дифференциальное уравнение второго порядка с решением

$$a_m = c_{i,n} \sqrt{\frac{m!(N-m)!}{N!}} \exp\left(-\frac{(2m-N)^2}{2N}\right) H_n\left(\frac{2m-N}{\sqrt{2N}}\right), \quad (7)$$

где $H_n(\cdot)$ – полином Эрмита n -го порядка, и энергетический спектр имеет вид

$$\varepsilon_{i,n} = -\frac{\delta}{2} + (-1)^{i-1} \sqrt{\frac{\delta^2}{4} + 2(N-n)\zeta^2}, \quad n = 0, 1, \dots, N. \quad (8)$$

Амплитуда возбужденного состояния b_m определяется соотношением (5b). Фактор $c_{i,n}$ представляет собой нормировочную константу, определяемую из требования $\sum_{m=0}^N |a_m|^2 + \sum_{m=0}^{N-1} |b_m|^2 = 1$.

Итак, вместо двух энергетических уровней стандартной модели JC с одной косинусоидальной (или синусоидальной) пространственной модой рассматриваемая модель с встречными квантованными модами имеет $2N+1$ энергетических уровней, $N+1$ из которых соответствует основному состоянию атома до взаимодействия, а остальные N – возбужденному состоянию. Отметим, что одно из

стационарных состояний при $n = N$ отсутствует, а другое является невзаимодействующим (темным).

Чтобы понять физическое содержание оператора $\hat{\Theta}$, отметим, что дискретный энергетический спектр (8) заполняет определенный диапазон значений, и сравним его со случаем стоячей волны классического поля:

$$\varepsilon_i(z) = -\frac{\delta}{2} + (-1)^{i-1} \sqrt{\frac{\delta^2}{4} + \frac{\Omega_R^2}{2}(1 + \cos 2kz)}, \quad (9)$$

где Ω_R – средняя частота Раби в стоячей волне. Это повторяет квантованный спектр (8), но непрерывно и с той спецификой, что разные квантовые числа n соответствуют разным положениям атома z , или, что то же самое, разным фазам между двумя встречными волнами, составляющими стоячую волну. Поэтому фазовая интерпретация уширения энергетического спектра может быть применена и в квантованном случае, тем более что, хотя фаза каждой волны неопределенна для определенного числа фотонов, разность фаз между ними может иметь определенные значения [16]. Вот почему называем оператор $\hat{\Theta}$ интерференционным.

Первостепенный интерес представляет распределение фотонов во встречных волнах для стационарных состояний по всему энергетическому спектру. Будучи симметричным по отношению к право- и левораспространяющимся волнам, оно симметрично повторяется в двух половинах энергетического спектра. На пограничных уровнях энергетического спектра распределение фотонов сосредоточено вокруг центрального значения $m = N/2$ (кружки на рис.1). По мере удаления от краев к центру энергетического спектра m -распределение фотонов модулируется и постепенно смещается к краям области определения (звездочки на рис.1). В центре энергетического спектра m -распределение фотонов полностью сглаживается и сильно углубляется в средней части (квадраты на рис.1).

Распределение, сгруппированное вокруг среднего значения $m = N/2$,

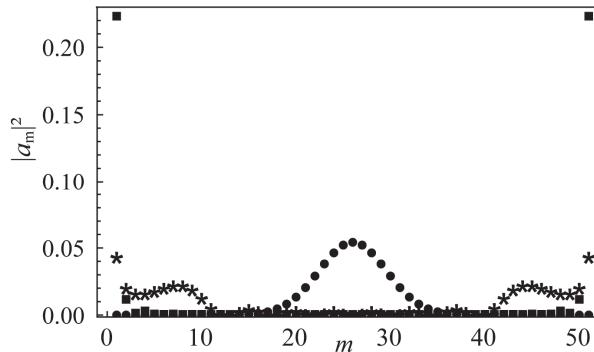


Рис.1. Распределение вероятности числа фотонов во встречной волне для трех энергетических уровней: пограничного ($n = 0$ или N , кружки), промежуточного ($n = N/7$ или $6N/7$, звездочки) и среднего ($n = N/2$, квадраты). Параметры: $N = 50$, $\delta = -5$, $\varsigma = 10$ и $i = 1$. Почти такая же картина распределения соответствует возбужденному атому и второй половине энергетического спектра с $i = 2$.

вполне ожидаемо, так как оно как бы прямо следует из отмеченной выше закономерности о большей вероятности переизлучения фотонов из волны с большим числом фотонов в волну с меньшим числом фотонов. Дальнейшее отклонение от этой закономерности следует отнести к квантовой интерференции вероятностных амплитуд, образующих стационарные состояния. Однако очевидный сдвиг вероятностей к граничным значениям кажется странным и неожиданным для квантовой теории измерения. Действительно, при наличии постоянного натиска выравнивания числа фотонов во встречных волнах вероятность обнаружения всех (или ни одного) фотонов в одной волне больше, чем вероятность обнаружения половины фотонов. Такого положения дел быть не могло при классической, хотя и волновой, природе фотона. Выход из ситуации может показать число-фазовая неопределенность, приложенная к одной из встречных волн. Следует при этом принять, что для пограничных энергетических уровней неопределенность фазы отдельной волны максимальна и приводит к минимальной неопределенности числа фотонов в ней, а по мере продвижения к центру энергетического спектра неопределенность фазы волны уменьшается, увеличивая неопределенность числа фотонов с выравниванием распределения почти везде.

Отметим, что выражение (7) допускает увеличение числа возбуждений (общего числа фотонов) N с целью получения полуклассической картины поля с определенными числами фотонов во встречных волнах. Но оказывается, что возрастающие значения N не сужают распределение фотонов во встречных волнах вокруг среднего значения в любом стационарном состоянии, а почти всегда симметрично выдавливают его из центра к краям области определения (примерно, как на рис.1). Таким образом, модель JC, основанная на квантовании встречных бегущих волн, в отличие от режима квантования одной стоячей волны [14], в пределе больших чисел фотонов не имеет простого перехода к полуклассической теории.

В заключение параграфа отметим, что вопрос о возможности образования стационарных состояний (7) из изначально свободных подсистем проблематичен и требует отдельного рассмотрения (вне данной статьи). Причина в том, что общепринятый подход к решению задачи – приближение адиабатического следования – в данной ситуации неработоспособен, так как в пределе $\zeta \rightarrow 0$ энергетический спектр системы вырождается как с основным, так и с возбужденными состояниями атома $N + 1$ - и N -кратно, соответственно. На практике нам, возможно, придется довольствоваться суперпозицией свободных стационарных состояний.

4. Среднеквантовые характеристики модели

Квантово-механические характеристики системы, такие как дисперсия, параметр Манделя и энтропия, рассматриваются для состояний с определенным числом возбуждений. Следует подчеркнуть, что в подобных состояниях первые две характеристики полностью отсутствуют (тождественно равны нулю) в стандартной модели JC.

Обратимся сначала к дисперсии квадратурных операторов \hat{X} и \hat{Y} [4–6], квантовых представителей напряженностей электрического и магнитного полей,

соответственно. В этой модели они равны и

$$\langle (\Delta \hat{X})^2 \rangle = \langle (\Delta \hat{Y})^2 \rangle = \frac{1}{4} + \sum_{m=0}^N m |a_m|^2 + \sum_{m=0}^{N-1} m |b_m|^2. \quad (10)$$

Отношение $\langle (\Delta \hat{X})^2 \rangle / N$ оказывается хорошей универсальной константой и быстро приближается к $1/4$ по мере увеличения числа фотонов.

Следующей характеристикой подсистемы бегущей волны является параметр Манделя Q , являющийся мерой отклонения распределения числа заполнений от пуассоновской статистики:

$$\hat{Q} = \frac{\langle (\hat{a}^\dagger \hat{a})^2 \rangle - \langle (\hat{a}^\dagger \hat{a}) \rangle^2}{\langle (\hat{a}^\dagger \hat{a}) \rangle} - 1. \quad (11)$$

Отрицательные значения Q указывают на субпуассоновскую статистику и не имеют классического аналога. В нашем случае такими антигруппированными являются краевые стационарные состояния, как показано на рис.2. Картина практически неизменна по константе взаимодействия ζ и расстройке резонанса δ , но чувствительна к величине числа возбуждений N . При относительно небольших значениях N распределение имеет колоколообразную форму. С увеличением числа возбуждений краевые значения остаются неизменными, а внутренние значения в среднем увеличиваются пропорционально N , но не монотонно по всему энергетическому спектру. В центральной части появляются ямки, количество которых монотонно увеличивается с N и, как следствие, увеличивается и ширина центральной платовидной части.

Запутанность атомной и полевой подсистем ведет себя очень похоже на запутанность в стандартной модели JC, а именно, она монотонно растет с увеличением взаимодействия атома с полем (кроме, конечно, темнового состояния с $n = N$), стремясь к универсальному значению $\ln 2$, соответствующему полному выравниванию населенностей основного и возбужденного уровней атома по всему энергетическому спектру системы.

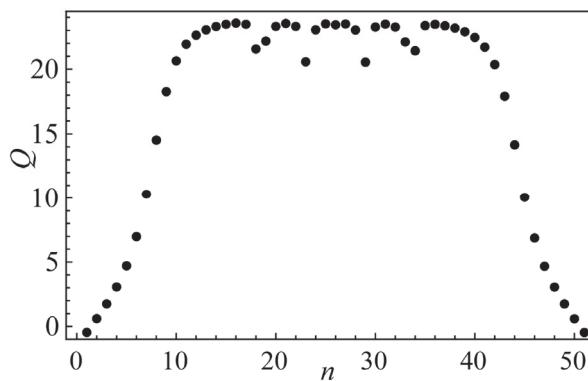


Рис.2. Параметр Манделя Q во всем энергетическом спектре. В краевых точках $Q \approx -1/2$, а фотонами бегущих встречных волн антигруппированы. Параметры те же, что и на рис.1.

5. Эволюция во времени состояний с фиксированным числом возбуждений

Зависимое от времени поведение построено на основе стационарных состояний. Поскольку энергетический спектр слабо неэквидистантен с простой закономерностью (8), амплитуда $a_m(t)$ как бы совершает нерегулярные колебания на малых промежутках времени, но затем, тем не менее, испытывает коллапсы и возрождения относительно некоторого среднего значения, характерного для каждого квантового числа m . Один из таких случаев показан на рис.3. Особо следует напомнить, что в состоянии с определенным числом возбуждений эволюция стандартной модели JC протекает исключительно гармонически.

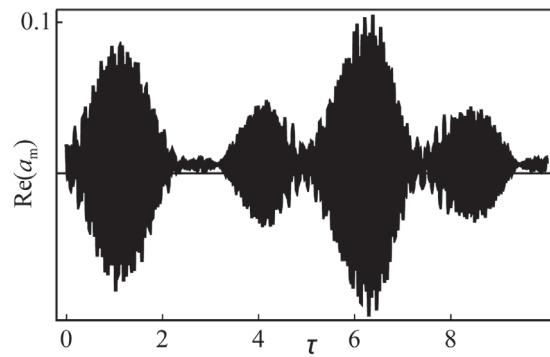


Рис.3. Амплитуда вероятности нахождения $m = 12$ фотонов в одной из бегущих волн в состоянии с определенным числом возбуждений $N = 50$. Первоначально атом находится в основном состоянии и во встречных бегущих волнах было соответственно $m_0 = 24$ и $N - m_0 = 26$ фотонов. Остальные параметры такие же, как на рис.1.

Аналогичная закономерность сохраняется и для других характеристик системы: среднего числа фотонов, дисперсии, параметра Манделя Q и запутанности атомной и фотонной подсистем.

6. Заключение

Модель JC рассматривается на базе квантованных бегущих волн, характерных для кольцевого резонатора. Невырожденные состояния системы задаются одновременными собственными функциями трех коммутирующих операторов: гамильтонiana, числа возбуждений и интерференции. Собственные значения последнего имитируют интерференцию классических встречных волн.

Энергетический спектр модели состоит из двух семейств с $N + 1$ и N уровнями, соответственно, в отличие от стандартной модели JC, где энергетический спектр состоит только из двух уровней, по одному на каждый энергетический уровень атома. Число фотонов во встречных волнах сосредоточено вокруг среднего значения только для двух краевых энергетических уровней. При движении к центру спектра вероятности нахождения фотонов в одной из встречных волн с модуляциями перемещаются от центра области определения к ее краям. На середине энергетического спектра модуляции распределения фотонов сглаживаются

и образуют глубокое, похожее на яму распределение, как на рис.1.

Фотонные состояния только на двух краевых энергетических уровнях имеют чисто квантовую природу. Однако они не сжаты. Кроме того, состояния с определенным числом возбуждений демонстрируют негармоническую временную эволюцию в виде коллапсов и возрождений, отсутствующую в сходных состояниях стандартной модели JC. Наконец, представленная модель JC не имеет прямого перехода к полуклассической теории в пределе большого числа фотонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования, науки, культуры и спорта РА в Лаборатории исследований и моделирования квантовых явлений ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **E.T. Jaynes, F.W. Cummings.** Proc IEEE, **51**, 89 (1963).
2. **B.W. Shore, P.L. Knight.** J. Mod. Opt., **40**, 1195 (1993).
3. **L. Allen, J.H. Eberly.** Optical Resonance and Two-Level Atoms. New York, Dover, 1987.
4. **C.C. Gerry, P.L. Knight.** Introductory Quantum Optics. Cambridge, Cambridge University Press, 2005.
5. **D.F. Walls, G.J. Milburn.** Quantum Optics. Berlin: Springer-Verlag, 2008.
6. **G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre.** Introduction to Quantum Optics. New York: Cambridge University Press, 2010.
7. **S. Haroche, D. Kleppner.** Physics Today, **42**, 24 (1989).
8. **A. Reiserer, G. Rempe.** Rev. Mod. Phys., **87**, 1379 (2015).
9. **A.D. Greentree, J. Koch, J. Larson.** J. Phys. B, **46**, 220201 (2013).
10. **J. Larson, T. Mavrogordatos.** arXiv:2202.00330v1 (2022).
11. **B.W. Shore, P. Meystre, S. Stenholm.** J. Opt. Soc. Am., **8**, 903 (1991).
12. **A.Zh. Muradyan, G.A. Muradyan.** J. Phys. B, **35**, 3995 (2002).
13. **M. Tavis, F.W. Cummings.** Phys. Rev., **170**, 379 (1968).
14. **E. Arimondo, A. Bambini, S. Stenholm.** Phys. Rev. A, **24**, 898 (1981).
15. **А.Ж. Мурадян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 114 (1995).
16. **N.V. Karlov.** Lectures on Quantum Electronics. CRC Press Inc, 1992.

JAYNES-CUMMINGS MODEL IN COUNTERPROPAGATING WAVES BASIS: LARGE NUMBERS OF EXCITATIONS

A.Zh. MURADYAN

The Jaynes-Cummings (JC) model is presented based on quantized counterpropagating waves characteristic of a ring resonator. The model, in addition to the Hamiltonian and the operator of the number of excitations, includes an interference operator whose eigenvalues imitate the term $\cos 2kz$ of the classical field picture. The average number of photons, dispersion, the Mandel Q parameter, and atomic-photon entanglement in states with a certain number of excitations are studied. Collapses and revivals are revealed, which in the standard JC model are present only in states with an indefinite number of excitations. Photons at the boundary energy levels are antibunched (with $Q \approx -1/2$) regardless of the parameters of the system, and photons of other energy levels are grouped with a degree that grows with the total number of photons.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.194–201 (2023)

УДК 535.14

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-194

ЗАПУТАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯ ПО КВАДРАТУРНЫМ АМПЛИТУДАМ В ПРОЦЕССЕ НЕВЫРОЖДЕННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАСПАДА В ОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

С.Т. ГЕВОРГЯН*, М.С. ГЕВОРГЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: saribek.gevorgyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 5 марта 2023 г.)

Исследована возможность образования запутанных состояний поля по переменным квадратурным амплитудам между взаимодействующими модами оптической системы для процесса невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе, в котором квант с энергией $\hbar\omega_3$ распадается на два кванта с энергиями $\hbar\omega_2$ и $\hbar\omega_1$, где $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$. Показано, что между модами с частотами ω_2 и ω_1 сильно запутанные состояния получаются в случае очень сильной связи между взаимодействующими модами. В случае сильной связи между модами образуются слабо запутанные состояния, а в случае слабой связи запутанные состояния между модами не образуются. Для мод с частотами ω_3 и ω_1 в оптической системе запутанные состояния по переменным квадратурным амплитудам не образуются.

1. Введение

Свойство квантовой запутанности находит применение в экспериментах по обоснованию квантовой механики. В последние годы достаточно хорошо была исследована возможность получения запутанных состояний поля в простейших оптических системах (см., например, работу [1] и ссылки в ней). В работе [1] с помощью алгоритма Монте–Карло [2] показано, что запутанные состояния поля можно получить в простых оптических системах, как, например, в процессах внутристационарной генерации второй и третьей гармоник, и внутристационарной генерации второй и третьей субгармоник. В частности, для этих систем было показано, что запутанные состояния поля образуются в случаях достаточно сильной связи между взаимодействующими модами. В случае очень сильной или очень слабой связи между взаимодействующими модами в этих системах запутанные состояния не образуются.

Внутристационарный параметрический распад, при котором фотонны накачки параметрически преобразуются в пары фотонов внутри $\chi^{(2)}$ нелинейной среды, является интересным процессом из-за его многочисленных приложений, в частности, для создания источников света, настраиваемых в широком спектраль-

ном диапазоне даже шириной до двух октав [3–6], и генерации сжатого света [7–9]. Отметим также, что уже почти три десятилетия внerezонаторный параметрический распад используется для генерации запутанных пар фотонов [10, 11].

В работе [12] с помощью алгоритма Монте–Карло исследована возможность образования запутанных состояний поля по переменным числам фотонов между взаимодействующими модами оптической системы в процессе невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе, в котором квант с энергией $\hbar\omega_3$ распадается на два кванта с энергиями $\hbar\omega_2$ и $\hbar\omega_1$, где $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$. Показано, что между модами с частотами ω_2 и ω_1 сильно запутанные состояния получаются в случае сильной связи между взаимодействующими модами, а в случае слабой или очень сильной связи между этими модами образуются относительно слабо запутанные состояния в сравнении с вышеупомянутым случаем. В случае слабой связи эти моды локализуются в запутанных вакуумных состояниях с малыми значениями квантовой энтропии. Для мод с частотами ω_3 и ω_1 запутанные состояния образуются лишь в случае сильной связи.

В настоящей работе с помощью алгоритма Монте–Карло [2] исследована возможность образования запутанных состояний взаимодействующих мод оптического поля по переменным квадратурным амплитудам для процесса внутрирезонаторного невырожденного параметрического распада.

2. Нелинейная система и основные уравнения

Мы рассматриваем модель невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе, в которой квант с энергией $\hbar\omega_3$ распадается на два кванта с энергиями $\hbar\omega_2$ и $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$. Мода с частотой ω_3 резонансно возмущается внешним классическим полем. Уравнение матрицы плотности этой оптической системы можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = (i\hbar)^{-1} [H_{\text{sys}}, \rho] + L(\rho), \quad (1)$$

где

$$H_{\text{sys}} = \frac{i\hbar\chi}{2} (a_3^+ a_2 a_1 - a_3 a_2^+ a_1^+) + i\hbar E (a_3^+ - a_3), \quad (2)$$

$$L(\rho) = \sum_{i=1}^3 \frac{\gamma_i}{2} (2a_i \rho a_i^+ - \rho a_i^+ a_i - a_i^+ a_i \rho). \quad (3)$$

Здесь a_i и a_i^+ ($i=1,2,3$) – операторы уничтожения и рождения фотонов взаимодействующих мод, χ – коэффициент связи между модами, пропорциональный нелинейной восприимчивости среды $\chi^{(2)}$, E – классическая амплитуда возмущающего поля на частоте ω_3 , γ_i ($i=1,2,3$) – коэффициенты затухания взаимодействующих мод через зеркала резонатора. В выражении (2) фаза возмущающего поля для простоты опущена.

Исследуем динамику нормированных корреляционных функций флуктуаций квадратурных амплитуд взаимодействующих мод:

$$g_{ik}^{(X)}(t) = \frac{\langle ((X_i(t) - \langle X_i(t) \rangle) + (X_k(t) - \langle X_k(t) \rangle))^2 \rangle}{\langle X_i(t)^2 \rangle - \langle X_i(t) \rangle^2 + \langle X_k(t)^2 \rangle - \langle X_k(t) \rangle^2}. \quad (4)$$

Здесь $X_i = (a_i + a_i^+)/2$, где $i = 1, 2, 3$ – операторы квадратурных амплитуд взаимодействующих мод оптической системы. Выражение (4) можно переписать в следующем виде:

$$g_{ik}^{(X)}(t) = 1 + \frac{2(\langle X_i(t)X_k(t) \rangle - \langle X_i(t) \rangle \langle X_k(t) \rangle)}{\langle X_i(t)^2 \rangle - \langle X_i(t) \rangle^2 + \langle X_k(t)^2 \rangle - \langle X_k(t) \rangle^2}. \quad (5)$$

В случае отсутствия корреляции флуктуаций числа фотонов между взаимодействующими модами значение корреляционной функции, представленной выражениями (4) и (5), стремится к единице.

Если корреляционная функция флуктуаций квадратурных амплитуд для каких-либо двух мод отличается от единицы, то в этом случае вышеуказанные моды находятся в запутанных состояниях по переменным квадратурных амплитуд. В дальнейшем для краткости изложения просто будем называть их запутанными состояниями.

Выражения, аналогичные (4) и (5), можно написать для корреляционных функций $g_{ik}^{(Y)}$ флуктуаций квадратурных амплитуд $Y_i = (a_i - a_i^+)/2i$.

Нормированную корреляционную функцию флуктуации квадратурных амплитуд взаимодействующих мод, представленную выражением (5), вычисляем с помощью алгоритма Монте–Карло, приведенного в работе [2]. Согласно этому алгоритму, матрицу плотности системы в случае развития из начального чистого состояния можно вычислить как математическое ожидание величины $\sigma(t) = |\phi(t)\rangle\langle\phi(t)|$

$$\rho(t) = M\{\sigma(t)\} \equiv M\{|\phi(t)\rangle\langle\phi(t)|\}. \quad (6)$$

Здесь члены $|\phi(t)\rangle$ представляют квантовые траектории системы, которые вычисляются с помощью алгоритма Монте–Карло [2]. Среднее значение произвольного оператора f вычисляем с помощью выражения (6) для матрицы плотности оптической системы следующим образом:

$$\langle f \rangle = \text{tr}(\rho(t)f) = M\{\langle\phi(t)|f|\phi(t)\rangle\}. \quad (7)$$

С помощью формулы (7) вычисляем корреляционные функции флуктуаций квадратурных амплитуд взаимодействующих мод, представленных формулой (5).

Динамику системы исследуем в безразмерном времени $\tau = \gamma_1 t$ в случае равенства коэффициентов затухания мод в оптическом резонаторе $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3$ и в безразмерных параметрах

$$\varepsilon = E / \gamma_1, \quad k = \chi / \gamma_1 \quad (8)$$

в случае развития взаимодействующих мод из начальных вакуумных состояний, для значения внешнего классического возмущения $\varepsilon = 10$ и для значений параметра $k = 0.1, 1, 10$. Динамику всех корреляционных функций флуктуаций квадратурных амплитуд мод поля вычисляем с помощью 1000 квантовых траекторий оптической системы.

3. Корреляция флюктуаций квадратурных амплитуд оптической системы в случае слабой связи между взаимодействующими модами

Рассмотрим корреляцию флюктуации квадратурных амплитуд X в случае слабой связи между взаимодействующими модами оптической системы ($k = 0.1$). На рис.1 представлена динамика корреляционной функции флюктуаций квадратурных амплитуд $g_{21}^{(X)}$ взаимодействующих мод с частотами ω_2 и ω_1 . В области больших времен взаимодействия $\tau \gg 1$ значение корреляционной функции $g_{21}^{(X)}$ приблизительно равно 1. Это показывает, что в этой области взаимодействия флюктуации квадратурных амплитуд X взаимодействующих мод с частотами ω_2 и ω_1 не коррелируют и, вследствие чего, эти моды не находятся в запутанном состоянии.

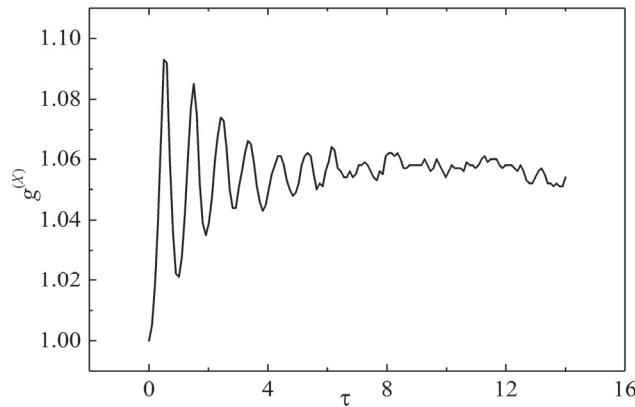


Рис.1. Динамика корреляционной функции флюктуаций квадратурных амплитуд мод $g_{21}^{(X)}$ с частотами ω_2 и ω_1 для значения параметра системы $k = 0.1$.

Для этого случая взаимодействия аналогичное поведение имеет и корреляционная функция флюктуации Y квадратурных амплитуд взаимодействующих мод $g_{21}^{(Y)}$ оптической системы. На рис.2 приведена динамика этой функции в случае вышеуказанных параметров взаимодействия. В области больших времен взаимодействия, как и в предыдущем случае, значение корреляционной функции

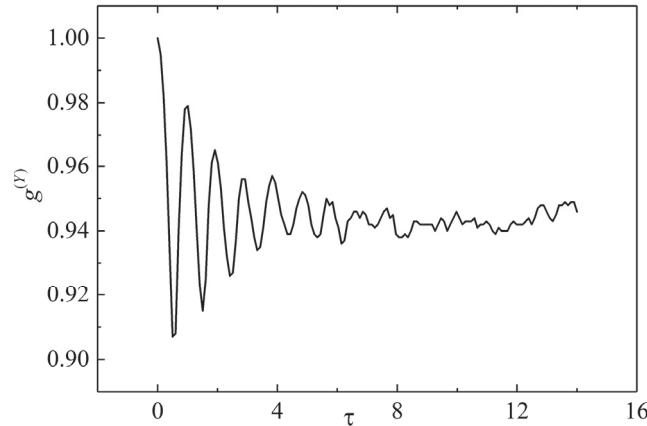


Рис.2. Динамика корреляционной функции флюктуаций квадратурных амплитуд мод $g_{21}^{(Y)}$ с частотами ω_2 и ω_1 для значения параметра системы $k = 0.1$.

приблизительно равно 1.

В случае слабой связи между взаимодействующими модами системы ($k = 0.1$) корреляционные функции флуктуаций как X , так и Y квадратурных амплитуд для мод с частотами ω_3 и ω_2 не зависят от времени и тождественно равны единице. Последнее показывает, что в этом случае в системе не образуются запутанные состояния поля. Отметим, что запутанные состояния поля по переменным как X , так и Y квадратурных амплитуд для мод с частотами ω_3 и ω_2 в системе не образуются ни при каких коэффициентах связи между модами. При всех случаях связи между модами соответствующие корреляционные функции не зависят от времени и тождественно равны единице.

4. Корреляция флуктуаций квадратурных амплитуд оптической системы в случае сильной связи между взаимодействующими модами

Рассмотрим динамику корреляционных функций флуктуаций квадратурных амплитуд взаимодействующих мод оптической системы в случае сильной связи между этими модами поля ($k = 1$). На рис.3 представлена корреляционная функция флуктуаций квадратурных амплитуд $g_{21}^{(X)}$ мод поля с частотами ω_2 и ω_1 . В стационарном пределе в области больших времен взаимодействия ($\tau \gg 1$) корреляционная функция стремится к значению $g_{21} \approx 1.1$. Последнее показывает, что в этой области взаимодействия флуктуации квадратурных амплитуд взаимодействующих мод с частотами ω_2 и ω_1 коррелируют, вследствие чего в стационарном пределе эти моды локализуются в запутанном состоянии. Число фотонов этих мод для данного случая в стационарном пределе взаимодействия приблизительно равно $n_2 = n_1 \approx 5$.

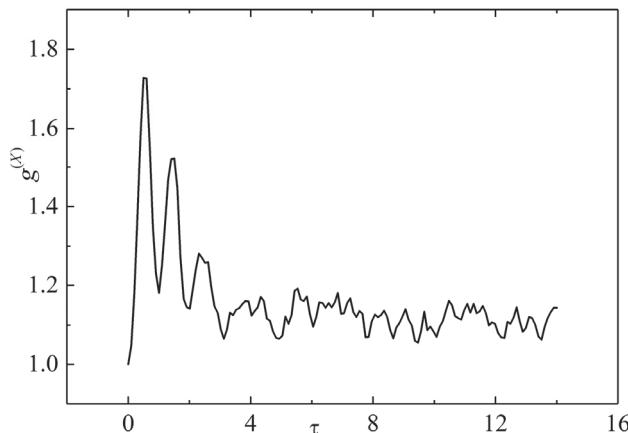


Рис.3. Динамика корреляционной функции флуктуаций квадратурных амплитуд мод $g_{21}^{(X)}$ с частотами ω_2 и ω_1 для значения параметра системы $k = 1$.

На рис.4 для случая вышеуказанных параметров взаимодействия представлена динамика корреляционной функции флуктуаций квадратурных амплитуд $g_{12}^{(Y)}$ взаимодействующих мод с частотами ω_1 и ω_2 . В области больших времен взаимодействия значение корреляционной функции $g_{12}^{(Y)}$ приблизительно равно

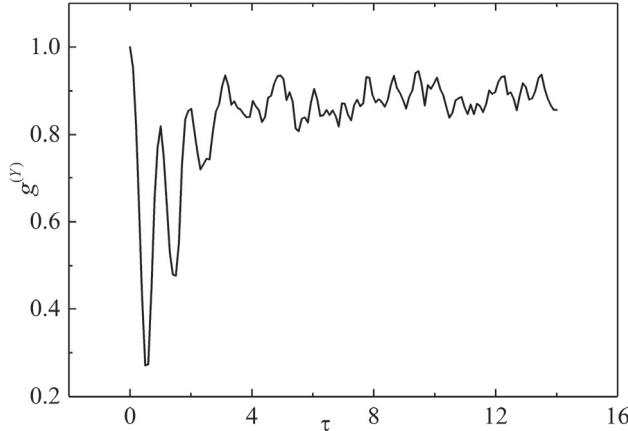


Рис.4. Динамика корреляционной функции флуктуаций квадратурных амплитуд мод $g_{21}^{(Y)}$ с частотами ω_2 и ω_1 для значения параметра системы $k = 1$.

0.9. Последнее показывает, что моды поля с частотами ω_1 и ω_2 в стационарном пределе взаимодействия локализуются в запутанных состояниях. Отметим, что в случае слабой связи между модами, приведенном в предыдущем разделе, в стационарном пределе взаимодействия эти моды в запутанных состояниях не локализовались.

5. Корреляция флуктуаций квадратурных амплитуд оптической системы в случае очень сильной связи между взаимодействующими модами

В этом разделе мы исследуем динамику корреляционных функций флуктуаций квадратурных амплитуд взаимодействующих мод оптической системы в области очень сильной связи между модами ($k = 10$). На рис.5 представлена динамика корреляционной функции флуктуаций квадратурных амплитуд $g_{21}^{(X)}$ мод оптического поля с частотами ω_2 и ω_1 . В области больших времен взаимодействия в стационарном пределе значение корреляционной функции $g_{21}^{(X)}$

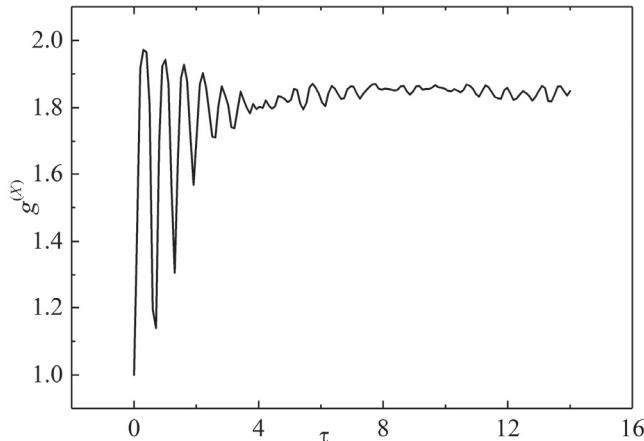


Рис.5. Динамика корреляционной функции флуктуаций квадратурных амплитуд мод $g_{21}^{(X)}$ с частотами ω_2 и ω_1 для значения параметра системы $k = 10$.

приблизительно равно 1.8. Последнее показывает, что в этой области взаимодействия вышеуказанные моды локализуются в достаточно сильно запутанных состояниях. Число фотонов мод в этих состояниях приблизительно равно $n_2 = n_1 \approx 2$. Значение корреляционной функции в стационарном пределе больше значения этой же функции в случае сильной связи между модами ($g_{21} \approx 1.1$). Вследствие этого моды с частотами ω_2 и ω_1 , в случае очень сильной связи между модами в стационарном пределе взаимодействия, локализуются в очень сильно запутанных состояниях, а в случае сильной связи стационарные состояния этих мод гораздо менее запутаны.

На рис.6 представлена динамика корреляционной функции флюктуаций квадратурных амплитуд $g_{21}^{(Y)}$ мод с частотами ω_1 и ω_2 . Функция вычислена для вышеуказанных значений параметров оптической системы. В этом случае в области больших времен взаимодействия в стационарном пределе корреляционная функция стремится к значению $g_{21}^{(Y)} \approx 0.2$, которое показывает наличие очень сильной корреляции между флюктуациями квадратурных амплитуд этих мод. Вследствие этого в стационарном пределе моды локализуются в очень сильно запутанных состояниях.

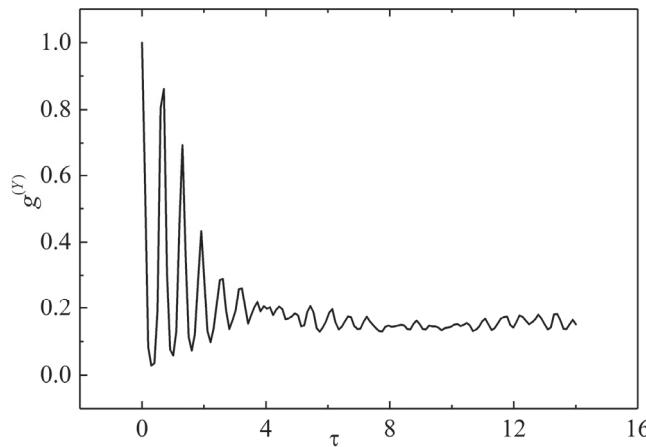


Рис.6. Динамика корреляционной функции флюктуаций квадратурных амплитуд мод $g_{21}^{(Y)}$ с частотами ω_2 и ω_1 для значения параметра системы $k = 10$.

6. Заключение

Исследована возможность образования запутанных состояний поля по переменным квадратурным амплитуд между взаимодействующими модами оптической системы для процесса невырожденного параметрического распада в оптическом резонаторе, в котором квант с энергией $\hbar\omega_3$ распадается на два кванта с энергиями $\hbar\omega_2$ и $\hbar\omega_1$, где $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$. С этой целью методом Монте–Карло исследована динамика нормированных корреляционных функций флюктуаций квадратурных амплитуд взаимодействующих мод. Показано, что в стационарном пределе взаимодействия значение этих корреляционных функций сильно зависит от значения коэффициента связи между модами. Показано, что

между модами с частотами ω_2 и ω_1 очень сильно запутанные состояния получаются в случае очень сильной связи между взаимодействующими модами (очень большие коэффициенты связи). В случае слабой связи между модами (малые коэффициенты связи) стационарные запутанные состояния по переменным квадратурных амплитуд в оптической системе не образуются, а в случае сильной связи между этими модами образуются относительно слабо запутанные состояния в сравнении с вышеупомянутым случаем. Для мод с частотами ω_3 и ω_1 запутанные состояния по переменным квадратурных амплитуд в оптической системе не образуются.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S. Gevorgyan, M. Gevorgyan.** Quantum Phenomena in Simple Optical Systems, Cambridge Scholars Publishing, 2020.
2. **K. Molmer, Y. Castin, J. Dalibard.** JOSA B, **10**, 1447 (1993).
3. **M.K. Olsen.** Phys. Rev. A, **96**, 063839 (2017).
4. **D.B. Kolker, N.Y. Kostyukova, A.A. Boyko, V.V. Badikov, D.V. Badikov, A.G. Shadrinseva, N.N. Tretyakova, K.G. Zenov, A.A. Karapuzikov, J.-J. Zondy.** J. Phys. Commun., **2**, 035039 (2018).
5. **M.K. Olsen.** Opt. Commun., **410**, 966 (2018).
6. **J. Li, M.K. Olsen.** Phys. Rev. A, **97**, 043856 (2018).
7. **J.U. Fürst, D.V. Strekalov, D. Elser, A. Aiello, U.L. Andersen, C. Marquardt, G. Leuchs.** Phys. Rev. Lett., **106**, 113901 (2011).
8. **V. Peano, H.G.L. Schwefel, C. Marquardt, F. Marquardt.** Phys. Rev. Lett., **115**, 243603 (2015).
9. **U.L. Andersen, T. Gehring, C. Marquardt, G. Leuchs.** Phys. Scr., **91**, 053001 (2016).
10. **P.G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A.V. Sergienko, Y. Shih.** Phys. Rev. Lett., **75**, 4337 (1995).
11. **P.G. Kwiat, E. Waks, A.G. White, I. Appelbaum, P.H. Eberhard.** Phys. Rev. A, **60**, R773 (1999).
12. **S.T. Gevorgyan, M.S. Gevorgyan.** J. Contemporary Phys., **58**, 75 (2023).

ENTANGLED FIELD STATES IN TERMS OF QUADRATURE AMPLITUDES IN THE PROCESS OF NONDEGENERATE PARAMETRIC DECAY IN AN OPTICAL CAVITY

S.T. GEVORGYAN, M.S. GEVORGYAN

For the process of nondegenerate parametric decay in an optical cavity, where a photon with energy $\hbar\omega_3$ decays into two photons with energies $\hbar\omega_2$ and $\hbar\omega_1$, where $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$, the possibility of forming entangled field states of the interacting modes of the optical system based on the variable of quadrature amplitudes is studied. It is shown that strongly entangled states are obtained between the modes with the frequencies ω_2 and ω_1 in the case of a very strong coupling of the interacting modes. Weakly entangled states are formed in the case of strong coupling between modes, and no entanglement of these modes occurs in the case of weak coupling. Entangled states by the variable of quadrature amplitude do not form for the modes with frequencies ω_3 and ω_1 , in the optical system.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.202–212 (2023)

УДК 548.736.5, 539.26, 538.913, 538.953

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-202

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ZnO:Tb

Е.П. ЗАРЕЦКАЯ^{1*}, В.Ф. ГРЕМЕНОК¹, В.В. МАЛЮТИНА-БРОНСКАЯ²,
А.С. МУСАЕЛЯН³, С.Г. ПЕТРОСЯН³

¹Государственное научно-производственное объединение «Научно-практический центр
НАН Беларусь по материаловедению», Минск, Беларусь

²Государственное научно-производственное объединение «Оптика, оптоэлектроника и
лазерная техника», Минск, Беларусь

³Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: ezaret@physics.by

(Поступила в редакцию 17 января 2023 г.)

Методом золь-гель осаждения на стеклянных и кремниевых подложках были получены однофазные и высоким коэффициентом пропускания света пленки ZnO:Tb с концентрацией Tb от 0.41 ат% до 0.78 ат%. Исследовано влияние ультрафиолетового излучения (УФ) на структурные и фотоэлектрические характеристики структур *n*-ZnO:Tb/*n*-Si. Установлено появление фотоэффекта при приложении напряжения смещения и воздействия УФ излучения (405 и 278 нм), причем при облучении более коротковолновым УФ излучением (278 нм) фотоэффект усиливается. Показано, что для повышения УФ фоточувствительности структур определяющим фактором выступает концентрация легирующей примеси Tb³⁺. Экспериментально установленная селективная чувствительность структур *n*-ZnO:Tb/*n*-Si к УФ излучению с длиной волны менее 405 нм демонстрирует возможность их использования в детекторах УФ излучения или солнечно-слепых детекторах.

1. Введение

Широкозонный полупроводник ZnO (ширина запрещенной зоны $E_g = 3.4$ eV, энергия связи экситона 60 мэВ), обладающий уникальным сочетанием пьезоэлектрических и оптоэлектронных свойств, высокой радиационной и химической стойкостью, а также термической стабильностью, является одним из наиболее перспективных материалов для широкого ряда оптоэлектронных приборов [1]. Благодаря высоким люминесцентным свойствам, как в УФ, так и в видимой области спектра, он применяется в люминесцентных дисплеях с высоким разрешением, в солнечных элементах, биологических и химических сенсорах и т.д. [2–6]. Для получения тонких пленок ZnO используются различные технологии, такие как магнетронное распыление [7], золь-гель осаждение [8], химическое осаждение из паровой фазы [9] и метод послойного атомного осаждения [11]. Среди этих

методов золь-гель осаждение обладает рядом преимуществ, обусловленных простотой процесса и низкой стоимостью используемого оборудования, а также управляемостью размера кристаллитов в растущем слое.

Эффективным способом управления оптическими, электрическими и магнитными свойствами ZnO, имеющими важное значение для практических применений, является легирование элементами III и IV групп, а также редкоземельными элементами (РЗЭ) [12–15]. РЗЭ характеризуются глубокими уровнями, долгоживущими возбужденными состояниями, а также независимым от температуры люминесцентным излучением как в инфракрасном, так и в видимом диапазонах света [16, 17]. В этом отношении тербий (Tb) является одним из наиболее изученных РЗЭ, поскольку, как известно, ионы Tb³⁺ могут послужить одним из наиболее важных источников зеленого излучения [18].

Известно, что УФ излучение оказывает значительное влияние на физические свойства тонких пленок ZnO [19–22]. Однако, приведенные в литературе данные о воздействии УФ излучения на их характеристики не однозначны. Так, в работе [19] сообщается об увеличении ширины запрещенной зоны ZnO при воздействии относительно длинноволнового излучения (> 365 нм) даже при низкой плотности мощности (~ 0.55 Вт/см²). С другой стороны, авторы работы [20] не установили существенного влияния УФ излучения на основные характеристики пленок ZnO. Рядом исследователей установлено обратимое увеличение проводимости, прозрачности и краевой люминесценции пленок ZnO в видимой и фиолетовой области спектра при облучении УФ излучением на воздухе и в вакууме [21, 22]. В этих работах заметной перестройки кристаллической решетки не было обнаружено, но было показано, что в изменении проводимости поликристаллических пленок ZnO, увеличении их прозрачности и яркости экситонного свечения определяющую роль играли процессы абсорбции–десорбции кислорода. В частности, установлено, что при адсорбции кислорода на границах кристаллитов прозрачность пленок уменьшается, как из-за изменения приповерхностного искривления зон, так и из-за эффективного поглощения поверхностными дефектами [21].

Поэтому исследование зависимостей характеристик пленок ZnO:Tb и их стабильности при воздействии УФ излучения, оказывающим в общем случае значительное влияние как на процессы фотогенерации электронно-дырочных пар, так и на возникновение кислородных вакансий (Vo), представляет особый интерес. Понимание взаимосвязи между различными условиями облучения и результирующими оптическими и электрическими свойствами слоев ZnO имеет также важное значение для создания устройств со стабильными характеристиками.

В данной работе представлены результаты исследования влияния ультрафиолетового излучения на структурные и фотоэлектрические характеристики структур ZnO:Tb/Si, сформированных методом золь-гель осаждения слоев ZnO с различной концентрацией тербия.

2. Методика эксперимента

2.1. Нанесение пленок

Слои ZnO и структуры ZnO:Tb/Si формировались нанесением коллоидного раствора (золя) методом центрифugирования на стеклянные и кремниевые подложки по методике, описанной в [23]. Определение химического состава золя

было проведено на основе теоретических расчётов и экспериментально установленной корреляции между параметрами коллоидного раствора и характеристиками слоев на основе ZnO:Tb. Коллоидный раствор золя был изготовлен на основе абсолютного изопропилового спирта, ацетата цинка и тербия. Для «созревания» раствора его выдерживали при температуре окружающей среды (22 ± 2)°C в течение 2–3 дней. На стеклянные и кремниевые монокристаллические подложки (марка КЭФ 20) наносились от 4 до 10 слоев ZnO:Tb с заданным соотношением легирующего компонента Tb в растворе золя. На последней стадии процесса подложки помещали в печь и нагревали поэтапно с интервалом 20°C с выдержкой в течение 60 мин при 550°C. Для измерения электрических характеристик омическим контактом к кремнию служила паста InGa, а контактирование к пленке ZnO:Tb осуществлялось с помощью зондовой системы.

2.2. Методы исследования

Исследование фазового состава пленок ZnO:Tb проводилось с использованием дифрактометра D8 Advance (BrukerAXS) на CuK α излучении ($\lambda = 0.1542$ нм), фильтрованным многослойным Ni/графитовым монохроматором. Идентификация фаз осуществлялась сравнением экспериментально установленных межплоскостных расстояний с данными JCPDS (Joint Council for Power Diffraction Standards, 2013).

Анализ топографии поверхности и поперечного сечения проводился с помощью сканирующего электронного микроскопа SEM H-800 (Хитачи, Япония) с разрешением 0.2 нм. Элементный состав материала пленок определялся посредством энергодисперсионного микрорентгеноспектрального анализатора «INCA 350» («Oxford Instruments», Великобритания) с разрешением 1.0 мкм и чувствительностью 0.1 ат%. Для получения спектров пропускания в диапазоне длин волн от 250 до 1100 нм с шагом 0.25 нм был использован спектрофотометр PHOTON RT (Беларусь).

Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) и высокочастотных вольт-фарадных характеристик (ВЧ ВФХ) структур ZnO:Tb/Si проводилось с помощью автоматизированного базового лазерного испытательного комплекса с использованием светоизолирующего бокса [24]. В качестве источника глубокого УФ использовался светодиод TO-3535BC-UVC265-30-6V-E мощностью 300 мкВт, размещенный в специализированной оснастке с максимумом излучения на длине волны 263–275 нм. Источником УФ излучения с длиной волны 405 нм служил полупроводниковый лазер мощностью 2.0 мВт. Все измерения были выполнены при комнатной температуре. Частоты сигнала измерения ВЧ ВФХ составляли 100 кГц и 1 МГц.

3. Экспериментальные результаты

При исследовании фазового состава пленок ZnO:Tb установлено, что полученные слои являются поликристаллическими и однофазными. В пределах разрешения никаких дополнительных фаз, содержащих тербий или его соединений,

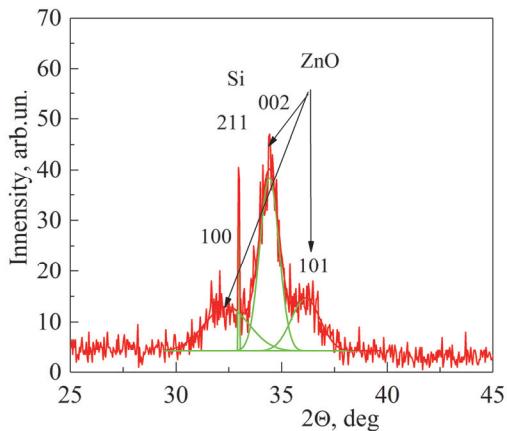


Рис.1. Рентгенограмма ZnO:Tb пленки, полученной золь-гель осаждением 7 слоев ZnO:Tb (концентрация Tb = 0.62 ат%) на подложку монокристаллического кремния.

не было обнаружено даже при самом высоком уровне легирования Tb. На дифрактограммах пленок ZnO:Tb (рис.1) присутствуют только дифракционные пики, соответствующие гексагональной структуре вюрцита ZnO (JCPDS № 36–1451): (100) при 31.99° , (002) при 34.41° и (101) при 36.13° , а также рефлекс от кремниевой подложки (211) при 33.20° (JCPDS № 79-0613). Отсутствие рефлексов, относящихся к Tb или его соединениям, указывает на статистическое замещение ионов Zn^{2+} ионами Tb^{3+} в кристаллической решетке ZnO и их возможное внедрение в кислородные тетраэдрические междуузлия. По сравнению с чистым ZnO, дифракционный рефлекс (002) слоев ZnO, легированных Tb^{3+} , проявляет незначительное смещение в сторону меньших углов из-за большего чем у Zn^{2+} (0.074 нм) ионного радиуса Tb^{3+} (0.092 нм).

На рис.2 приведены SEM-изображения поверхности и скола пленки ZnO:Tb, осажденной на кремниевую подложку в последовательности 7 слоев с толщиной каждого слоя от 55.5 до 95.2 нм. Как видно из приведенных изображений пленок ZnO:Tb, они имеют развитую складчатую поверхность с высокой степенью шероховатости и упаковкой кристаллитов по типу «муаровой» структуры. Такой

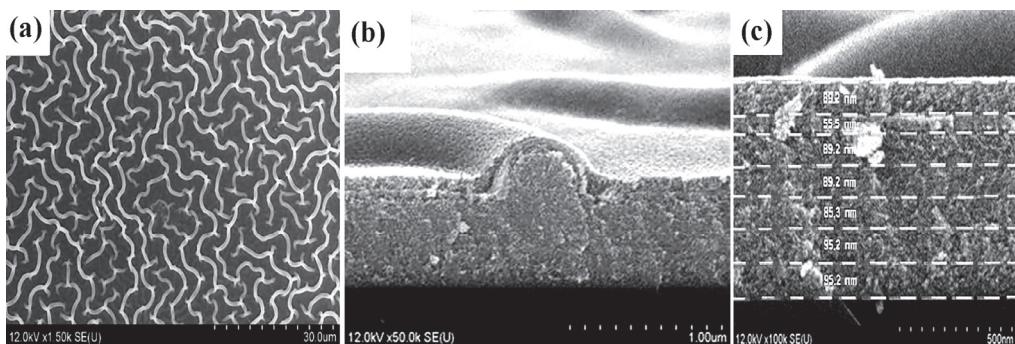


Рис.2. SEM-изображения (a) поверхности (b,c) и скола пленки ZnO:Tb, осажденной на кремниевую подложку с последовательностью 7 слоев.

тип микрорельефа поверхности может быть обусловлен конкурирующими процессами формирования пленки ZnO, содержащей тяжелые элементы (в данном случае Tb), миграцией атомов по поверхности подложки и кристаллизацией агломератов золя на зародышевых центрах. Присутствие в золе тяжелых элементов приводит к снижению поверхностной скорости миграции атомов, соответственно, коалесценция агломератов и разрастание непрерывного монослоя на подложке происходит значительно медленнее, чем при кристаллизации на зародышевых центрах.

В результате доминирующего воспроизведения материала на островковых фрагментах с направлением роста перпендикулярном подложке, формируется пленка с высокой степенью шероховатости поверхности со складчатым микрорельефом. На приведенном изображении скола слоев ZnO:Tb (рис.2с) четко проявляется высокая воспроизводимость методики их формирования. Толщина каждого монослоя варьируется в пределах 55.5–95.2 нм, граница между слоями является непрерывной и плотно сопряженной, дефектов и проколов не наблюдается, что является весьма существенным фактором для уменьшения скорости рекомбинации носителей.

Содержание Tb в сформированных слоях составляет от 0.41 до 0.78 ат%, что находится в пределах расчетных значений и хорошо соответствует составам золя. С увеличением числа последовательно осажденных слоев ZnO:Tb наблюдается незначительное возрастание концентрации тербия в пределах 0.04–0.05 ат%. В табл. 1 приведен элементный состав для пленки ZnO:Tb с расчетной концентрацией тербия в золе 0.60 ат%, осажденной с последовательностями 5 и 7 слоев.

Табл.1. Элементный состав пленок ZnO:Tb на кремниевой подложке

5 слоев ZnO:Tb				7 слоев ZnO:Tb	
Элемент	Серия	Вес%	Ат%	Вес%	Ат%
O	K-серия	22.26	54.65	26.19	52.41
Zn	L-серия	74.38	44.71	69.12	46.92
Tb	L-серия	2.54	0.63	2.79	0.67

Все осажденные на стеклянной подложке пленки ZnO:Tb имели коэффициент оптического пропускания в видимой области спектра выше 85% (рис.3). Заметим, что осцилляционный характер коэффициента пропускания, как обычно, обусловлен интерференционными явлениями в системе пленка–стеклянная подложка. Длинноволновой же сдвиг края оптического поглощения (375 нм) относительно края поглощения в нелегированных образцах ZnO (350 нм) обусловлен наличием разного вида неупорядоченностей, приводящих к возникновению «хвостов» локализованных состояний в запрещенной зоне [25]. Из рисунка видно, что суммарная толщина пленок ZnO:Tb с одинаковой концентрацией тербия не оказывает существенного влияния на коэффициент пропускания света. Пленки меньшей толщины (4 слоя ZnO:Tb) в диапазоне длин волн от 400 нм до

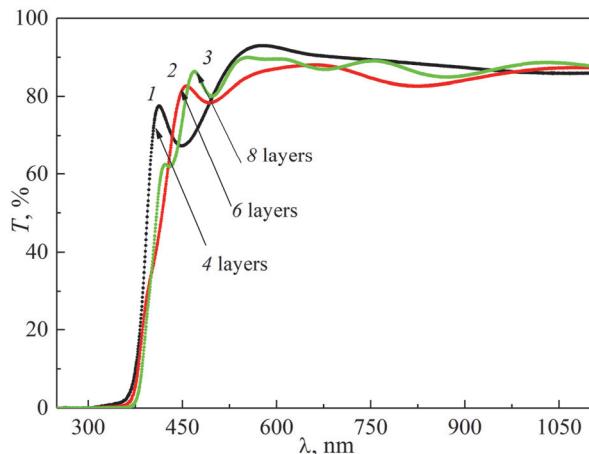


Рис.3. Коэффициент оптического пропускания пленок ZnO:Tb (концентрация тербия 0.41 ат%) на стеклянной подложке: 1 – четыре слоя; 2 – шесть слоев; 3 – восемь слоев.

500 нм характеризуются коэффициентом пропускания 80–87%, что несколько ниже, чем для пленок с большим количеством слоев (8 слоев ZnO:Tb). Однако в диапазоне длин волн от 700 до 1100 нм коэффициенты пропускания практически одинаковы и составляют 85–90% для всех исследованных пленок ZnO:Tb.

При создании гетероструктур типа ZnO/Si, необходимо иметь ввиду, что в зависимости от типа и уровня легирования исходных полупроводниковых материалов и от наличия заряженных состояний на гетерогранице электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов, особенно изотипных, могут существенным образом изменяться [26]. На границе раздела неидеальных гетеропереходов возникают также дислокации, компенсирующие различие в постоянных решетки, приводящие к возникновению оборванных связей и двух наборов локальных состояний. Кроме вышесказанного, в случае описания свойств гетероперехода n -ZnO:Tb/ n -Si необходимо иметь ввиду не только влияние уровней акцепторного типа, расположенных в верхней части запрещенной зоны и донорного типа, расположенных в нижней части запрещенной зоны, но и роль ионов Tb^{3+} в увеличении плотности поверхностных состояний. Наличие большого заряда границы раздела, сопоставимого с объемными зарядами (в расчете на единичную площадь), обусловленными разностью в термодинамических работах выхода слоев неидеального гетероперехода, может существенным образом влиять на вид зонной диаграммы и емкостные свойства перехода [27].

Конкретный вид функции энергетического распределения плотности поверхностных состояний часто оказывается не очень важным, так как любой плотный набор заряженных состояний на границе раздела может создавать в изотипном гетропереходе двойной обеднённый слой, что приводит к одностороннему пропусканию тока или насыщению в обоих направлениях приложенного внешнего напряжения [27]. Именно такую модель изотипного гетероперехода n -ZnO/ n -Si с большой концентрацией поверхностных состояний мы возьмем за

основу для качественного объяснения его емкостных и фотоэлектрических характеристик. В таком гетеропереходе из-за более сильного легирования слоя ZnO:Tb следует ожидать, что область пространственного заряда в основном будет расположена в *n*-Si, где и приходится основная часть падения контактной разности потенциалов (V_{bi}) и внешнего напряжения (V). На гетерогранице из-за разрыва в электронных сродствах ZnO (4.35 эВ) и Si (4.05 эВ) для перехода электронов из ZnO в Si возникает скачкообразный барьер величиной в 0.3 эВ, определяющий обратный ток гетероперехода. Со стороны *n*-Si барьер для электронов определяется величиной $e(V_{bi} - V)$.

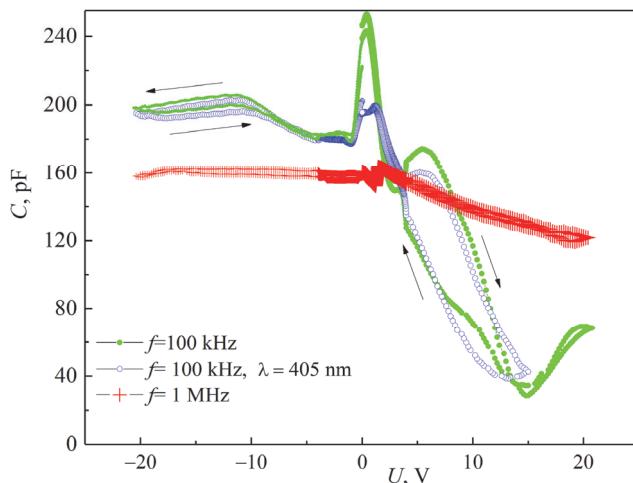


Рис.4. ВЧ ВФХ структуры *n*-ZnO:Tb/*n*-Si (5 осажденных слоев, содержание Tb = 0.41 ат%), измеренные в темноте и при воздействии лазерного излучения с длиной волны 405 нм.

На рис.4 представлены ВЧ ВФХ структуры *n*-ZnO:Tb/*n*-Si (5 осажденных слоев, концентрация ионов Tb³⁺ = 0.41 ат%), измеренные на частотах 100 кГц и 1 МГц в темноте и при воздействии УФ лазерного излучения с длиной волны 405 нм. Оказалось, что ВФХ, измеренные на частоте сигнала 1 МГц в темноте и при воздействии УФ лазерного излучения, совпадают, поэтому на рисунке приведена только темновая характеристика. При частоте сигнала 100 кГц на ВФХ в области напряжений от -5 В до +15 В наблюдаются особенности в виде максимумов, а в области напряжений от +4 В до +15 В – гистерезис шириной порядка 5 В. Гистерезис ВФХ при низкой частоте измерительного сигнала свидетельствует, во-первых, о значительном вкладе в емкость поверхностных состояний, а во вторых, об изменении их зарядового состояния как при прохождении тока, так и под воздействием УФ облучения. В случае обратного смещения (подложка *n*-Si смешена в положительном направлении относительно пленки) с ростом напряжения смещения, ширина слоя обеднения в *n*-Si увеличивается, и происходит уменьшение емкости структуры. В случае прямого смещения ширина слоя обеднения в подложке с ростом напряжения смещения уменьшается, рекомбинационные про-

цессы на границе раздела усиливаются, а емкость выходит на постоянную величину, определяемую емкостью слоя ZnO и поверхностных состояний.

Под действием УФ-излучения наблюдается уменьшение низкочастотной емкости в областях максимума и гистерезиса, обусловленные, по-видимому, генерационно-рекомбинационными процессами на поверхностных состояниях границы раздела при генерации неравновесных электронно-дырочных пар в слое ZnO и подложке [29–31].

С ростом частоты сигнала общее значение емкости существенно изменяется: в области отрицательных напряжений оно уменьшается, а в области положительных – растет, а гистерезис и максимум в области напряжений от +4 В до +15 В вообще пропадают. Такое поведение ВФХ с ростом частоты сигнала и исчезновение максимума и гистерезиса обусловлено тем, что на высоких частотах (~ 1 МГц) заряды поверхностных состояний границы раздела не успевают следовать за сигналом переменного напряжения [28, 30–34].

На рис.5 представлены типичные ВАХ структур n -ZnO:Tb/ n -Si с разным количеством слоев ZnO:Tb (содержание Tb = 0.78 ат%), измеренные в темноте и при воздействии УФ-излучения с длиной волны 278 нм. Аналогичные ВАХ наблюдаются и для других концентраций Tb. Видно, что в зависимости от толщины слоя ZnO:Tb ВАХ видоизменяется. Статические ВАХ исследованных структур с концентрацией $Tb^{3+} = 0.62$ ат% и 0.78 ат%, измеренные в темноте, проявляют четко выраженный выпрямляющий характер. Отношение токов в прямом и обратном направлениях (напомним, что прямому направлению тока соответствует подача положительного потенциала на ZnO) при смещении 5 В изменялось от образца к образцу от нескольких единиц до 50.

По-видимому, одностороннее пропускание тока в нашем случае происходит на диоде типа «Шоттки» Si/граница раздела, так как концентрация примеси в ZnO больше (порядка 10^{18} – 10^{19} см $^{-3}$), чем у кремния (3×10^{14} см $^{-3}$) и вырожденный слой ZnO может играть роль металла [26, 35]. При положительном смещении на n -Si подложке барьер для электронов из n -Si в ZnO увеличивается и обратный

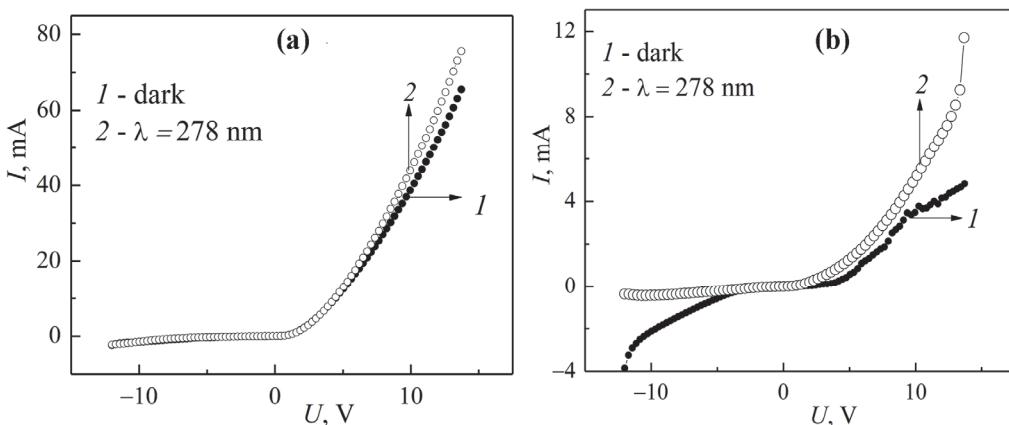


Рис.5. Типичные ВАХ структур n -ZnO:Tb/ n -Si: (а) 5 слоев; (б) 7 слоев (содержание Tb = 0.78 ат%).

ток гетероперехода, без учета пограничных состояний, определяется только надбарьерной инжекцией электронов из ZnO в Si и практически не зависит от внешнего смещения. При отрицательном же смещении на подложке барьер для электронов из Si уменьшается и инжекционный ток через гетерограницу возрастает.

При исследовании воздействия оптического излучения в диапазоне длин волн (от 278 до 1064 нм) на фотоэлектрические ВАХ структур *n*-ZnO:Tb/*n*-Si появление фототока наблюдалось при воздействии УФ излучения, например, с длинами волн 405 и 278 нм. Причем, при облучении более коротковолновым УФ излучением (278 нм) структура проявляет большую фоточувствительность (рис.5), что в первую очередь определяется более высоким коэффициентом собственного поглощения света. Однако увеличение концентрации легирующей примеси Tb³⁺ в матрице ZnO тоже приводило к росту фоточувствительности. Мы считаем, что при увеличении концентрации легирующей примеси уменьшается толщина слоя обеднения в ZnO, одновременно увеличивается количество поверхностных состояний на границе раздела, имеющих разные глубины залегания в запрещенной зоне. Данные состояния в зависимости от степени их заполнения могут принимать непосредственное участие и в процессе прохождения фототока при сочетании туннельного (или термически активированного туннельного) захвата на них электронов и их последующей рекомбинации с дырками [27]. В частности, при наличии внешнего положительного смещения электроны из *n*-Si, которые за счет термической активации преодолели поверхностный барьер величиной $e(V_{bi} - V)$ и достигли гетерограницы, могут захватиться на не заполненные электронами граничные состояния, тем самым обеспечивая дополнительный рекомбинационный канал для прохождения тока. Возникновение фототока, кроме количества легирующей примеси и величины изгиба зон, зависит также и от толщины пленки, определяющей в ней долю поглощенного излучения. Так, например, в структуре с пленкой толщиной в 5 слоев и содержанием Tb = 0.78 ат%, фототок наблюдался лишь после приложенного напряжения смещения, подаваемого на пленку более чем -5 В (рис.5а). Для структуры с более толстой пленкой (7 слоев) при напряжениях на пленке более +2.5 В наблюдается отрицательный фотоэффект, а при напряжениях более чем -5 В наблюдался положительный фотоэффект (рис.5б). Причем, при напряжении -14 В фоточувствительность структуры составила порядка 33.7 мА/Вт. В отличие от этого, для структуры ZnO:Tb/Si с концентрацией ионов Tb³⁺=0.62 ат% фототок наблюдался лишь при отрицательных напряжениях, подаваемых на ZnO (графики не представлены), а при напряжении смещения -14 В фоточувствительность составила порядка 11 мА/Вт, что приблизительно в 3 раза меньше, чем у структуры с концентрацией ионов Tb³⁺ = 0.78 ат%. Изменение величины и знака фотоэффекта в рассмотренной модели гетроперехода, по-видимому, обусловлено генерацией фотонапряжения в противоположных направлениях в слоях обеднения в ZnO и кремниевой подложке.

Таким образом, увеличение концентрации ионов Tb³⁺, вызывающее уменьшение толщины слоя обеднения в пленке и рост концентрации поверхностных состояний, способствует прохождению тока в обоих направлениях (при прямом и обратном смещении) и проводит к повышению фоточувствительности к УФ излучению структуры ZnO:Tb/Si.

4. Заключение

Методом золь-гель осаждения получены однофазные пленки ZnO:Tb на стеклянных и кремниевых подложках с концентрацией Tb³⁺ в пределах 0.41–0.78 ат%. Они характеризуются высоким коэффициентом пропускания от 82 до 92% в диапазоне длин волн от 370 до 1100 нм. Предположено, что емкостные и транспортные свойства структуры *n*-ZnO:Tb/*n*-Si определяются емкостью двух диодов: граница раздела—область обеднения в ZnO и граница раздела—область обеднения в Si, а также наличием поверхностных состояний в неидеальном гетропереходе. Обнаружено появление фотоэффекта при воздействии напряжения смещения и УФ излучения (405 и 278 нм). При более коротковолновом УФ излучении (278 нм) фотоэффект проявляется сильнее. Установлено, что для повышения УФ фоточувствительности определяющим фактором выступает концентрация примеси Tb³⁺. С ростом ее от 0.6 до 0.78 ат% при одном и том же приложенном напряжении смещения наблюдается увеличение фоточувствительности от 11 до 33.7 мА/Вт. Полученные результаты демонстрируют возможность использования данных структур для детекторов высокого УФ излучения или солнечно-слепых детекторов.

Работа поддержана Белорусским Республиканским Фондом Фундаментальных Исследований (грант № Т21АРМ-003), Комитетом науки МОНКС Республики Армения (грант № 21 SC-BRFFR-1C003) и ГПНИ «Материаловедение, новые материалы и технологии».

ЛИТЕРАТУРА

1. S.J. Pearton, D.P. Norton, K. Ip, Y.W. Heo, T. Steiner. *Prog. Mater. Sci.*, **50**, 293 (2005).
2. N. Batra, M. Tomar, P. Jain, V. Gupta. *J. Appl. Phys.*, **114**, 124702 (2013).
3. K.R. Lee, B.O. Jung, S.W. Cho, K. Senthil, H.K. Cho. *J. Mater. Res.*, **282**, 605 (2013).
4. M. Sessolo, H.J. Bolink, H. Brine, H. Prima-Garcia, R. Tena-Zaera. *J. Mater., Chem.*, **22**, 4916 (2012).
5. Y.-T. Yu. *Sensors and Actuators B: Chemical*, **165**, 133 (2012).
6. Y. Zeng, L. Qiao, Y. Bing, M. Wen, B. Zou, W. Zheng, T. Zhang, G. Zou. *Sensors and Actuators B: Chemical*, **173**, 897 (2012).
7. T. Itoh, C. Lee, G. Sasaki, T. Suga. *Mater. Chem. Phys.*, **44**, 25 (1996).
8. J. Zhang, H. Feng, W. Hao, T. Wang. *J. Sol-Gel Sci. Technol.*, **39**, 37 (2006).
9. W.T. Chiou, W.Y. Wu, J.M. Ting. *Diam. Relat. Mater.*, **12**, 1841 (2003).
10. S. Ray, R. Das, A.K. Barua. *Solar Energy Mater. Solar Cells*, **74**, 387 (2002).
11. J. Lim, C. Lee. *Thin Solid Films*, **515**, 3335 (2007).
12. A. Douayar, A. Belayachi, M. Abd-Lefdil, K. Nouneh, Z. Laghfour, I.V. Kityk, A. Slezak, R. Miedzisnki. *Journal of Alloys and Compounds*, **550**, 345 (2013).
13. H.J. Ko, Y.F. Chen, S.K. Hong, H. Wenisch, T. Yao, D.C. Look. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3761 (2000).
14. E. Klaus, K. Andreas, R. Bernd. *Springer Series in Materials Science*, **104**, 140 (2008).
15. Y. Terai, K. Yamaoka, K. Yoshida, T. Tsuji, Y. Fujiwara. *Physica E*, **42**, 2834 (2010).
16. G. Kaur, Y. Dwivedi, S.B. Rai. *J. Fluoresce*, **21**, 423 (2011).
17. G.M. Salley, R. Valiente, H.U. Gudel. *J. Lumin.*, **94-95**, 305 (2001).
18. V. Kumar, O.M. Ntwaeborwa, H.C. Swart. *J. Colloid Interface Sci.*, **465**, 295 (2016).
19. H.-E. Lin, J.-S. Hong, R. Nitta, Y. Kubota, Y. Katayanagi, H. Wagata, T. Kishi,

- T. Yano, N. Matsushita.** Appl. Surf. Sci., **489**, 135 (2019).
20. **A.M. Soleimanpour, Y. Hou, A.H. Jayatissa.** Appl. Surf. Sci., **257**, 5398 (2011).
 21. **А.Н. Грузинцев, В.Т. Волков.** ФТП, **45**, 1476 (2011).
 22. **Н.Р. Агамалиян, Р.К. Овсепян.** Известия НАН Армении. Физика, **43**, 143 (2008).
 23. **Е.П. Зарецкая, В.Ф. Гременок, А.А. Семченко, В.В. Сидский, Р.Л. Юсканес.** ФТП, **49**, 1297 (2015).
 24. **В.В. Малютина-Бронская, В.Б. Залесский, С.А. Сорока, О.В. Ермаков, О.А. Гребенщикова, Т.Р. Леонова.** Сборник материалов 13-й международной научно-технической конференции “Приборостроение – 2020”, Минск, БНТУ, 391 (2020).
 25. **В.Т. Аванесян, П.С. Проворотов, В.М. Стожаров, М.М. Сычев, А.А. Ерузин.** Оптика и спектроскопия, **129**, 1142 (2021).
 26. **Л.В. Беляков, Д.Н. Горячев, О.М. Сресели, И.Д. Ярошецкий.** ФТП, **27**, 1815 (1993).
 27. **А. Милис, Д. Фойхт.** Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М.: Мир, 1975.
 28. **V. Malyutina-Bronskaya, V. Zalesski, A. Mudryi.** Optical Materials, **127**, 112305 (2022).
 29. **F. Yakuphanoglu.** Applied Surface Science, **257**, 1413 (2010).
 30. **I. Orak.** Solid State Communications, **247**, 17 (2016).
 31. **S.K. Singhetal.** Superlattices and Microstructures, **91**, 62 (2016).
 32. **A. Tataroglu, S. Altindal.** Microelectronic Engineering, **85**, 2256 (2008).
 33. **I. Orak, A. Kocyigit, A.Turut.** J. Alloys and Compounds, **691**, 873 (2016).
 34. **M. Geoghegan, G. Hadzioannou.** Polymer Electronics, OUP Oxford, 2013.
 35. **В.В. Малютина-Бронская, В.Б. Залесский, Т.Р. Леонова.** Доклады БГУИР, **6(60)**, 39 (2011).

STUDY OF ULTRAVIOLET IRRADIATION EFFECT ON THE ZnO:Tb THIN FILMS CHARACTERISTICS

E.P. ZARTESKAYA, V.F. GREMENOK, V.V. MALYUTINA-BRONSKAYA
S.G. PETROSYAN, A.S. MUSAYELYAN

Single phase and highly transparent ZnO:Tb films with a Tb concentration from 0.41 at.% up to 0.78 at.% were formed on glass and silicon substrates by sol-gel deposition. The effect of ultraviolet radiation on the structural and photoelectric characteristics of *n*-ZnO:Tb/*n*-Si structures has been studied. The appearance of a photoelectric effect under the influence of a bias voltage and UV radiation (405 nm and 278 nm) was established, with an increase in its intensity under deep UV radiation (278 nm). It was shown that the concentration of the Tb³⁺ dopant is the determining factor for increasing the UV photosensitivity of the structures. The experimentally established selective sensitivity of n-ZnO:Tb/n-Si structures to UV radiation with a wavelength of less than 405 nm demonstrates the possibility of their use in UV radiation detectors or sun-blind detectors.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.213–224 (2023)

УДК 536.2

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-213

**ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ШУМУ
ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА
С CeB₆ СЕНСОРОМ И Bi-2223 ПОГЛОТИТЕЛЕМ**

А.А. КУЗАНЯН^{1,2}, А.С. КУЗАНЯН^{1*}, В.Р. НИКОГОСЯН¹, В.Т. ТАТОЯН¹,
В.С. КУЗАНЯН¹, С.Р. АРУТЮНЯН^{1,2}, Г.Ц. ХАРАТЯН², Г.Р. БАДАЛЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Российско-Армянский университет, Ереван, Армения

*e-mail: akuzanyan@yahoo.com

(Поступила в редакцию 7 марта 2023 г.)

Представлены результаты моделирования процессов распространения тепла в многослойном детектирующем элементе однофотонного термоэлектрического детектора, состоящем из последовательно расположенных на сапфировой подложке (Al_2O_3) теплоотвода (Bi2223), термоэлектрического сенсора (CeB₆), поглотителя (Bi2223) и просветляющего слоя (SiO_2). Рассматривалась также конструкция детектирующего элемента без просветляющего слоя. Моделирование процессов передачи тепла поглощенного фотона проводилось на основе уравнения распространения тепла из ограниченного объема. Исследованы случаи поглощения фотонов с энергиями 0.8–1000 эВ в детектирующих элементах с поверхностью 4 и 1 мкм², различной толщиной поглотителя и сенсора при фиксированной рабочей температуре детектора 9 К. Изучены временные зависимости возникающего на сенсоре электрического напряжения, эквивалентная мощность джонсоновского и фононного шума. Рассчитано отношение сигнала к шуму и предложены пути повышения этого параметра.

1. Введение

Детектирование излучения на однофотонном уровне открывает новые возможности для развития науки и высоких технологий [1]. Различные типы детекторов с разными характеристиками доступны сегодня, однако задача получения однофотонного детектора (SPD) с высокими характеристиками остается активной областью исследований многочисленных групп ученых. SPD используются в квантовой электронике, метрологии, физике высоких энергий, астрономии и астрофизике, лазерной спектроскопии, медицине, телекоммуникационных системах, при тестировании микрочипов [2,3]. Фотоумножители (ФЭУ) имеют большую площадь обнаружения, но и имеют такие недостатки, как низкие параметры, высокое рабочее напряжение и большой размер [4]. Параметры однофотонных лавинных диодов (SPAD) значительно улучшились за последние десятилетия. Они могут быть интегрированы с микрооптикой и схемами считывания. Созданы

килопиксельные устройства на основе III–V полупроводников и мегапиксельные матрицы на основе кремния [5,6]. Однако среди различных типов детекторов рекордные характеристики принадлежат сверхпроводящим нанопроволочным детекторам (SNSPD). Они обладают высокой эффективностью детектирования и скоростью счета, низкими темновой скоростью счета и временным джиттером в широком диапазоне электромагнитного спектра и при различных рабочих температурах [7–11].

Термоэлектрический однофотонный детектор (TSPD) имеет ряд преимуществ перед SNSPD, а именно простоту конструкции детектирующего элемента и менее жесткие требования к рабочей температуре [12]. Путем компьютерного моделирования нами рассмотрены однослойная конструкция детектирующего элемента TSPD, в которой поглотитель и теплоотвод расположены на диэлектрической подложке, соединены между собой термоэлектрическим сенсором, и многослойная конструкция, в которой элементы детектирующего элемента расположенные друг над другом [13–17]. Определены свойства детектирующих элементов с сенсором CeB₆, (La, Ce)B₆ и FeSb₂, поглотителем и теплоотводом W и LaB₆, а также просветляющим слоем SiO₂. Показано, что TSPD может иметь терагерцовую скорость счета и энергетическое разрешение не менее 1%. Чтобы получить высокое значение отношения сигнала к шуму (SNR) и высокую эффективность детектирования в некоторых конструкциях детектирующего элемента, мы использовали поглотитель из сверхпроводников Nb, Pb, YBCO [18] и Bi-2223 [19].

В данной работе рассмотрены процессы распространения тепла в детектирующем элементе, состоящем из теплоотвода Bi-2223, сенсора CeB₆, поглотителя Bi-2223 и просветляющего слоя SiO₂, расположенных последовательно на подложке из Al₂O₃. Bi-2223 (Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O_y) – это высокотемпературный сверхпроводник с критической температурой, намного превышающей рабочую температуру детектирующего элемента 9К [20]. Процессы распространения тепла после поглощения фотонов с энергией 0.8–1000 эВ исследованы методом компьютерного моделирования. Также рассчитаны фононный, джонсоновский шум и SNR.

2. Конструкция детектирующих элементов и параметры моделирования

Исследованы характеристики пятислойного детектирующего элемента TSPD, состоящего из расположенных на сапфировой подложке слоев SiO₂/Bi2223/CeB₆/Bi2223 (SiBiCeBi) с толщиной Z₁/Z₂/Z₃/Z₄. Во всех расчетах толщина антиотражающего слоя SiO₂ и подложки Al₂O₃ принималась равной 0.1 мкм и 1 мкм, соответственно. Толщины остальных слоев имели значения: Z₂ – 0.12, 0.1, 0.08, 0.06 и 0.04 мкм, Z₃ – 1.5, 1, 0.5, 0.2 и 0.1 мкм, Z₄ – 0.1 и 0.05 мкм. Антиотражающий слой SiO₂ обеспечивает оптическую связь детектирующего элемента и регистрируемых фотонов с эффективностью, близкой к 100% [21]. Выбранные толщины поглотителя Bi-2223 обеспечивают эффективное поглощение фотонов рассмотренных энергий [22]. Изменение толщины сенсора CeB₆ в широких пределах позволяет значительно изменять характеристики детектора, в частности, мощность возникающего на сенсоре сигнала.

В наших предыдущих работах [15–19] было показано, что тепло, выделенное фотоном в детектирующем элементе с поверхностью $10 \times 10 \text{ мкм}^2$, распространяется в небольшой области, расположенной непосредственно под зоной термализации фотона. В данной статье мы рассмотрели детектирующие элементы с площадью поверхности $2 \times 2 \text{ мкм}^2$ и $1 \times 1 \text{ мкм}^2$.

Рабочая температура детектирующего элемента выбрана равной 9К. При этой температуре термоэлектрик CeB₆ имеет высокий коэффициент Зеебека, что в соответствии с формулой $V = S\Delta T$ (V – возникающее на сенсоре электрическое напряжение, S – коэффициент Зеебека термоэлектрика, ΔT – разность температур на границах сенсора) обеспечивает высокий уровень сигнала детектора. Физические параметры использованных в конструкции детектирующего элемента материалов приведены в табл.1.

Табл.1. Параметры использованных в конструкции детектирующего элемента SiBiCeBi материалов при 9К [23–33]

Параметры	Материалы			
	SiO ₂	Bi-2223	CeB ₆	Al ₂ O ₃
Плотность, кг/м ³	2650	6313	4800	4000
Удельная теплоемкость, Дж/(кг К)	1.4	0.1	7.3	0.0588
Теплопроводность, Вт/(м К)	0.1	0.4	1.5	300
Коэффициент Зеебека, мкВ/К			150	
Удельное сопротивление, Ом м			5×10^{-7}	

Компьютерное моделирование процессов, происходящих в детектирующем элементе TSPD после поглощения фотонов с энергиями 0.8, 3.1, 7.1 и 1000 эВ (с длинами волн 1550, 400, 175 и 1.24 нм) в центре поверхности поглотителя, проведено на основе уравнения теплопередачи из ограниченного объема с использованием трехмерного матричного метода. Применяемые подходы и приближения подробно описаны в работе [34]. Моделирование процессов распространения тепла позволяет определить температуру в любой области детектирующего элемента в любой момент времени после термализации фотона. Ниже приведены временные зависимости температуры в зоне термализации, в центре границ всех слоев и в 10 точках на каждой границе с шагом 0.1 мкм от центра для детектирующего элемента с поверхностью 4 мкм^2 и с шагом 0.05 мкм для детектирующего элемента с поверхностью 1 мкм^2 . Также определена временная зависимость усредненной температуры поверхности всех слоев

Эквивалентная мощность шума рассматриваемых детектирующих элементов, а именно фононного шума и шума Джонсона, рассчитывалась с использованием представленных в работах [35–39] уравнений. Мощность возникающего на сенсоре сигнала и отношение сигнала к шуму определялись для случаев регистрации фотонов с различной энергией детектирующими элементами SiBiCeBi различной конструкции.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Детектирующий элемент с площадью поверхности 4 мкм²

Здесь представлены результаты исследования процессов распространения тепла, происходящих в детектирующем элементе TSPD с площадью поверхности 4 мкм² после поглощения фотонов с энергиями 0.8, 3.1, 7.1 и 1000 эВ в центре поверхности поглотителя. Закономерности, полученные ранее для детектирующих элементов других конструкций [13–17], наблюдаются и для детектирующего элемента SiBiCeBi. Основными закономерностями являются: температура в зоне термализации фотона T_{hs} увеличивается с ростом энергии поглощенного фотона; чем дальше от зоны термализации расположена граница слоя, тем меньшее максимальное изменение температуры ΔT_m ; на каждой границе максимальное изменение температуры достигается в центре, непосредственно под зоной термализации; чем больше расстояние d от центра границы, тем меньше достигаемая максимальная температура T_{dm} и больше время достижения этого максимума t_{dm} ; максимальное электрическое напряжение V_m , возникающее на сенсоре, определяется максимальной разницей средних температур на границах сенсора ΔT_{asm} ; время t_b спада параметра ΔT_{asm} до фонового значения 0.1 мК возрастает с увеличением энергии поглощенного фотона, толщины поглотителя и сенсора. Также нами было показано, что основное влияние на характеристики сигнала детектора оказывает временная зависимость температуры на границе поглотитель–сенсор. Поэтому рассмотрим эту зависимость подробно.

Численные данные анализа временной зависимости температуры на границе поглотитель–сенсор после поглощения фотонов с энергиями 0.8, 3.1, 7.1 и 1000 эВ приведены в табл.2. В таблице указаны энергия фотона E , параметры временной зависимости температуры на границе поглотитель–сенсор на расстоянии d от центра. В каждой ячейке таблицы указаны параметры T_{dm} , t_{dm} и t_{db} . Общим для

Табл.2. Параметры временной зависимости температуры на границе поглотитель–сенсор детектирующего элемента SiBiCeBi с толщиной слоев $Z_2 = Z_3 = Z_4 = 0.1$ мкм

E , эВ	d , мкм										
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
T_m , К / t_m , пс / t_b , пс											
0.8	9.019 2.64 696.2	9.006 5.64 683.0	9.001 15.54 643.1	9.001 35.34 572.9	9.000 63.54 463.4	9.0001 102.54 295.74	-	-	-	-	-
3.1	9.085 1.20 793.4	9.017 4.86 787.1	9.004 15.85 768.5	9.001 35.34 737.0	9.001 64.74 691,4	9.00034 98.34 628.74	9.0002 140.34 544.14	9.0001 194.94 422.94	-	-	-
7.1	9.195 1.194 1180	9.039 4.854 1176	9.009 15.77 1164	9.003 35.12 1144	9.002 62.78 1118	9.007 98.184 1084.3	9.0005 138.38 1045	9.0003 193.58 1001.8	9.0002 274.28 958.58	9.0002 348.68 923.18	9.0002 381.68 906.68
1000	16.98 2.07 4258	13.46 2.22 4256	10.01 12.12 4253	9.360 31.02 4252	9.165 58.32 4250	9.0871 93.12 4249.3	9.0497 119.52 4248.1	9.0311 189.72 4247.2	9.0216 269.22 4246.6	9.0175 343.92 4246.3	9.0162 376.32 4246

всех расчетов является то, что максимальное значение T_{dm} превышает фоновое значение более чем в 190 раз и достигается при $d = 0$ мкм за несколько пикосекунд. Общими для всех рассмотренных энергий является также то, что с увеличением d максимальная температура T_{dm} и время спада температуры до фонового значения t_{db} уменьшаются, а время достижения максимума t_{dm} – увеличивается. Для фотонов с энергией 0.8 и 3.1 эВ параметр T_{dm} не превышает фон при значениях d , равных и больше 0.6 и 0.8 мкм, соответственно. С увеличением энергии фотонов при всех значениях d значительно возрастают параметры T_{dm} и t_{db} .

В предыдущих исследованиях [17–19, 34] мы рассчитывали параметры детектора TSPD в предположении, что при определенной конструкции детектирующего элемента электрический сигнал на сенсоре может определяться разницей между максимальной температурой на границе поглотитель–сенсор и минимальной температурой на границе датчик–теплоотвод. Однако это неосуществимо для рассматриваемой в данной работе конструкции детектирующего элемента. Поэтому рассматриваем временную зависимость средней по всей поверхности слоев температуры. Графики временной зависимости изменения средней по всей поверхности слоев детектирующего элемента температуры относительно рабочей температуры (ΔT_{av}) для случая поглощения фотона с энергией 3.1 эВ в детектирующем элементе с толщиной слоев 0.1 мкм представлены на рис.1.

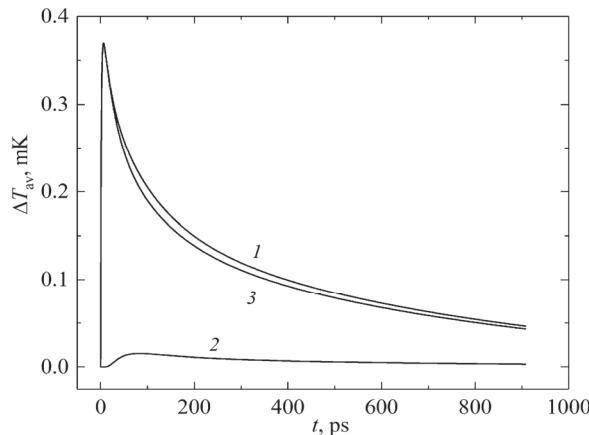


Рис.1. Временная зависимость параметра ΔT_{av} поверхности слоев детектирующего элемента SiBiCeBi (1 – сенсор CeB₆ и 2 – теплоотвод Bi-2223) и разность температур на границах сенсора – кривая 3; $E = 3.1$ эВ.

Можно констатировать, что наибольшая температура достигается на поверхности поглотителя Bi-2223. Максимальная средняя температура поверхности сенсора CeB₆ меньше. Температура на поверхности теплоотвода достигает значительно меньших значений и не превышает уровень фона. В результате, разность температур на границах сенсора практически совпадает с температурой поверхности сенсора и в несколько раз превышает значение фона. Отмеченные закономерности выполняются и для случаев поглощения фотонов других энергий.

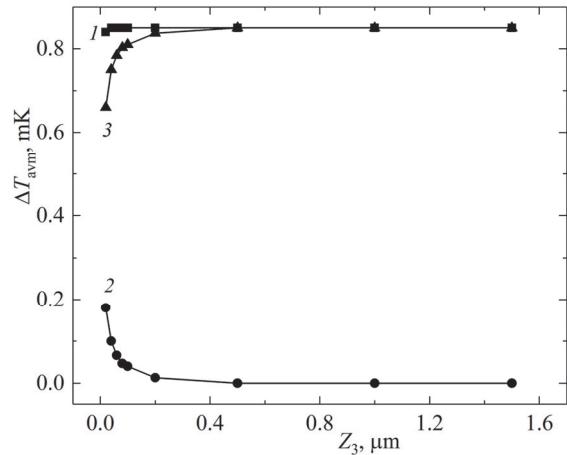


Рис.2. Зависимость от толщины сенсора максимального изменения средней температуры поверхности слоев детектирующего элемента SiBiCeBi (1 – CeB₆ сенсор, 2 – Bi-2223 теплоотвод) и разности средних температур на границах сенсора – кривая 3; $E = 7.1$ эВ.

Рассмотрим изменение максимального значения параметра ΔT_{av} в зависимости от толщины сенсора при поглощении фотонов с энергией 7.1 эВ в детектирующем элементе с толщинами $Z_1 = Z_2 = Z_4 = 0.1$ мкм. Зависимость параметра ΔT_{avm} от Z_3 приведена на рис.2. С увеличением толщины сенсора параметр ΔT_{avm} поверхности сенсора не меняется, а поверхности теплоотвода уменьшается, в результате чего их разность, параметр ΔT_{avsm} , возрастает. При $Z_3 > 0.2$ мкм параметр ΔT_{avm} поверхности теплоотвода равен нулю. Следовательно, значения ΔT_{avsm} определяются только средней температурой поверхности сенсора и 8.5 раз превосходят значение фона.

На рис.3 приведены временные зависимости разности средних температур на границах сенсора ΔT_{avs} для случаев поглощении фотонов с энергией 1 кэВ в детектирующих элементах с разной толщиной сенсора и толщинами $Z_1 = Z_2 = Z_4 = 0.1$ мкм. Видно, что изменение толщины сенсора в 50 раз не оказывает

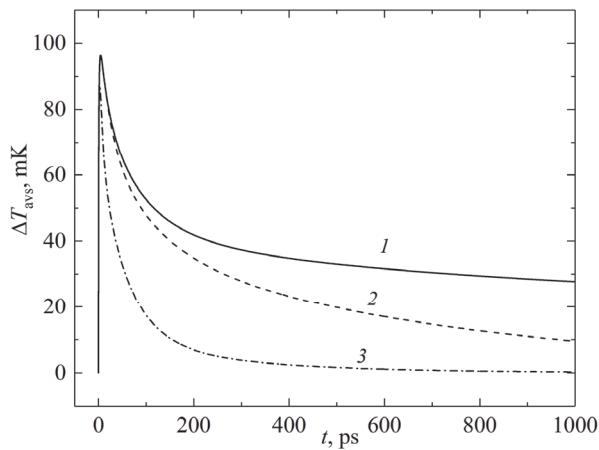


Рис.3. Временная зависимость разности средних температур на границах сенсора в зависимости от толщины сенсора: 1 – 1.0 мкм, 2 – 0.1 мкм, 3 – 0.02 мкм; $E = 1$ кэВ.

значительного влияния на значение максимума и время достижения максимума этих зависимостей. Однако с изменением толщины сенсора значительно изменяется динамика спада сигнала. С увеличением толщины Z_3 возрастает время спада параметра ΔT_{avm} до уровня фона и уменьшается обратная ей характеристика детектора – скорость счета.

На примере поглощения ИК фотонов с $E = 0.8$ эВ рассмотрим влияние толщины поглотителя на характеристики TSPD. Значения параметров ΔT_{avsm} и t_b представлены на рис.4 для толщин поглотителя 0.04, 0.06, 0.08 и 0.1 мкм. Толщины остальных слоев равны $Z_3 = 1.0$ мкм и $Z_1 = Z_4 = 0.1$ мкм. Можно видеть, что с увеличением Z_2 оба параметра уменьшаются. Причем, при $Z_2 = 0.1$ мкм максимальная разность средней температуры на границах сенсора становится меньше фона. Время спада сигнала до фонового значения уменьшается от 88.7 до 46.8 пс, что соответствует увеличению скорости счета детектора от 11.3 до 21.4 ГГц.

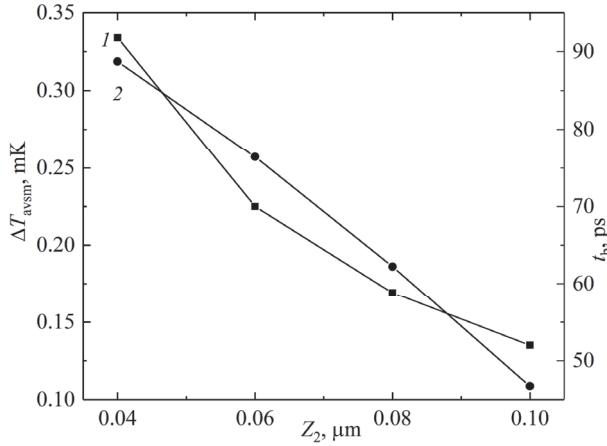


Рис.4. Зависимость максимальной разности средней температуры на границах сенсора (1) и времени спада сигнала до фона (2) от толщины поглотителя; $E = 0.8$ эВ.

3.2. Детектирующий элемент с площадью поверхности 1 мкм^2

Здесь представлены результаты исследования процессов распространения тепла в детектирующем элементе TSPD с поверхностью $1 \times 1 \text{ мкм}^2$, происходящих после поглощения одиночных фотонов с энергией 7.1 эВ в центре поверхности поглотителя с толщиной всех слоев 0.1 мкм кроме Z_3 . Толщина сенсора принималась равной 0.02, 0.04 и 0.06 мкм. Рассмотрим многослойную конструкцию детектирующего элемента с антиотражающим слоем SiO_2 и без него.

В табл.3 приведены следующие параметры детектирующих элементов с площадью поверхности A : толщина сенсора Z_3 , максимум временной зависимости разности средней температуры на границах сенсора ΔT_{avsm} и теплоотвода ΔT_{avhm} , время достижения максимума t_m , время спада сигнала до фона t_b , ширина на полувысоте временной зависимости разности средней температуры на границах сенсора t_{FWHM} . Приводятся данные для детектирующего элемента с площадью поверхности 1 мкм^2 с антиотражающим слоем SiO_2 и без него. Антиотражающий

Табл.3. Параметры временной зависимости разницы средней температуры на границах сенсора и теплоотвода детектирующего элемента с толщиной слоев $Z_1 = Z_2 = Z_4 = 0.1$ мкм, $E = 7.1$ эВ

Z_3 , мкм	Со слоем SiO ₂ , $A = 1$ мкм ²			Без слоя SiO ₂ , $A = 1$ мкм ²			Со слоем SiO ₂ , $A = 4$ мкм ²		
	ΔT_{avsm} , мК t_m , пс t_b , пс	ΔT_{avhm} , мК t_m , пс t_b , пс	t_{FWHM} , пс	ΔT_{avsm} , мК t_m , пс t_b , пс	ΔT_{avhm} , мК t_m , пс t_b , пс	t_{FWHM} , пс	ΔT_{avsm} , мК t_m , пс t_b , пс	ΔT_{avhm} , мК t_m , пс t_b , пс	t_{FWHM} , пс
	0.06	3.342 6.09 1139.5	0.262 42.42 238.05	78.24	3.618 7.71 733.62	0.314 48.3 300.42	124.8	0.844 6.084 499.88	0.066 42.504 -
0.04	3.276 5.43 771.36	0.399 27.75 230.13	58.05	3.515 6.6 493.02	0.466 31.56 256.59	87.0	0.827 5.43 306.12	0.101 27.75 31.89	57.8
	0.02	2.941 4.26 379.17	0.705 16.53 190.41	34.93	3.104 4.98 268.44	0.798 9.026 190.2	12.71	0.743 4.272 145.9	0.178 16.572 60.012

слой обеспечивает эффективную оптическую связь детектирующего элемента и регистрируемого излучения, но также поглощает часть выделенного фотоном в поглотителе тепла, влияя этим на характеристики возникающего на сенсоре сигнала. Для сравнения, в таблице также приводятся параметры детектирующего элемента с площадью поверхности 4 мкм².

Из таблицы видно, что значения всех параметров временной зависимости разницы средней температуры на границах сенсора (ΔT_{avsm} , t_m , t_b и t_{FWHM}) всех трех рассмотренных конструкций детектирующего элемента поникаются с уменьшением Z_3 . С уменьшением толщины сенсора параметры временной зависимости разницы средней температуры на границах теплоотвода меняются следующим образом: ΔT_{avhm} увеличивается, а t_m и t_b уменьшаются. Более тонкий сенсор в конструкции детектирующего элемента приводит к достижению более высоких температур на границе сенсор–теплоотвод, что приводит к уменьшению разности температур на границах сенсора и увеличению разности температур на границах теплоотвода. Это обусловлено тем, что температура на границе поглотитель–сенсор и теплоотвод–подложка мало зависит от Z_3 . Параметр ΔT_{avsm} детектирующего элемента со слоем SiO₂ при уменьшении A с 4 до 1 мкм² возрастает значительно. Возрастает еще больше, если из конструкции детектирующего элемента исключается антиотражающий слой, что можно было прогнозировать. Уменьшение A на параметр t_{FWHM} оказывает меньшее влияние, чем исключение слоя SiO₂. На рис.5 представлена временная зависимость возникающего на сенсоре электрического напряжения для трех конструкций детектирующего элемента с толщиной сенсора 0.06 мкм. Видно, что максимальное напряжение достигает сотен нановольт. Оно наиболее высокое у детектирующих элементов с поверхностью 1 мкм² и без антиотражающих слоев.

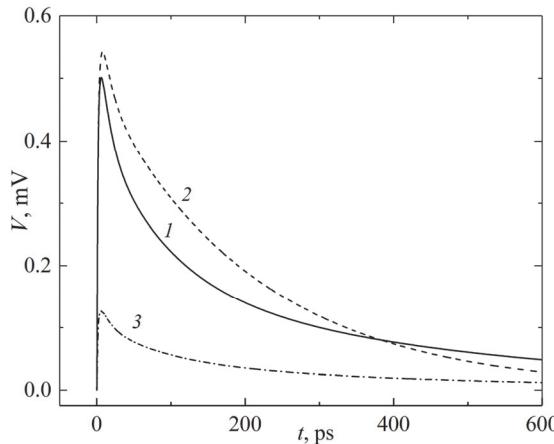


Рис.5. Временная зависимость возникающего на сенсоре электрического напряжения для трех конструкций детектирующего элемента: 1 – $A = 1 \text{ мкм}^2$, со слоем SiO_2 ; 2 – $A = 1 \text{ мкм}^2$, без слоя SiO_2 ; 3 – $A = 4 \text{ мкм}^2$, со слоем SiO_2 , $Z_3 = 0.06 \text{ мкм}$ и $E = 7.1 \text{ эВ}$.

3.3. Отношение сигнала к шуму

Возможность регистрации электрического сигнала определяется отношением сигнала к шуму [40, 41] и задается уравнением $\text{SNR} = P_s/P_n$, где P_s и P_n – это средние мощности сигнала и шума, измеренные в одной и той же полосе частот регистрирующей системы. В ряде работ [42–45] эти параметры рассмотрены для фотонных детекторов. Мы определяем SNR термоэлектрического детектора, основываясь на уравнениях эквивалентной мощности фононного и джонсоновского шума тепловых сенсоров и данных моделирования процессов распространения тепла после поглощения одиночных фотонов в детектирующем элементе. Мгновенная мощность электрического сигнала системы составляет $P(t) = I \times V = V^2/R$, где V – электрическое напряжение, возникающее в системе с сопротивлением R при протекании тока I . Средняя за период T активная мощность $P = \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt$. В нашем многослойном детектирующем элементе функциональными являются три слоя: сенсор CeB_6 с коэффициентом Зеебека 150 мкВ/К и удельным сопротивлением $5 \times 10^{-7} \text{ Ом м}$ при 9 К, сверхпроводящие поглотитель и теплоотвод. Нетрудно посчитать, что сопротивление сенсора объемом $2 \times 2 \times 0.02 \text{ мкм}^3$ будет равно 2.5 мОм. Чтобы вычислить мгновенную мощность сигнала, нужно знать также возникающее на сенсоре мгновенное напряжение. Оно равно произведению коэффициента Зеебека CeB_6 на разность усредненной температуры на границах сенсора $\Delta T_{\text{avs}}(t)$. Разделив интеграл мгновенной мощности на время интегрирования сигнала, которое в нашем случае является временем спада сигнала до фонового значения, получим среднюю за период T мощность сигнала.

Эквивалентная мощность фононного и джонсоновского шума функциональных слоев детектирующего элемента SiBiCeBi вычислена в соответствии с уравнениями для термоэлектрического теплового сенсора [35]. Оказалось, что фононный шум на 2 порядка меньше и не оказывает особого влияния на суммарную эквивалентную мощность шума (NEP) и среднюю за время T мощность шума (P_n), значения которой приведены в табл.4.

Табл.4. SNR детектирующего элемента SiBiCeBi с $Z_3 = 0.02$ мкм, $R = 2.5$ мОм, NEP = 2.57×10^{-12} Вт Гц $^{-1/2}$

E , эВ	ΔT_{asm} , мК	V_{sm} , нВ	$P(t)_{\text{m}}$, Вт	T , пс	$\int_0^T P(t)dt$, Вт пс	P_s , Вт	P_n , Вт	SNR
0.8	0.116	17.4	1.213×10^{-13}	8.55	9.429×10^{-13}	1.10×10^{-13}	8.79×10^{-7}	1.25×10^{-7}
3.1	0.37	48.62	9.459×10^{-13}	69.96	2.278×10^{-11}	3.26×10^{-13}	3.07×10^{-7}	1.06×10^{-6}
7.1	0.743	111.5	4.961×10^{-12}	145.5	1.357×10^{-10}	9.33×10^{-13}	2.13×10^{-7}	4.38×10^{-6}
1000	87.28	13092	6.856×10^{-8}	1243.7	1.783×10^{-6}	1.43×10^{-9}	7.29×10^{-8}	1.97×10^{-2}

4. Заключение

Исследована конструкция пятислойного детектирующего элемента термоэлектрического однофотонного детектора, состоящая из расположенных на сапфировой подложке теплоотвода Bi-2223, сенсора CeB₆, поглотителя Bi-2223 и антиотражающего слоя SiO₂. Методом компьютерного моделирования изучены процессы распространения тепла в этом детектирующем элементе после поглощения фотонов с энергией 0.8 эВ – 1 кэВ. Определены зависимости основных характеристик детектирующего элемента от его конструкции и энергии поглощенного фотона. Вычислена мощность шума и сигнала детектирующего элемента. В работе приводятся значения параметр SNR для детектирующего элемента с площадью поверхности 4 мкм², которые меньше единицы для всех рассмотренных энергий. Уменьшение площади чувствительного элемента и исключение антиотражающего слоя увеличивает SNR на порядок, но значения SNR остаются слишком маленькими, что исключает возможность создания TSPD с таким чувствительным элементом для регистрации УФ фотонов.

Путями повышения SNR являются использование в конструкции детектирующего элемента термоэлектрического сенсора с более высоким коэффициентом Зеебека (например, FeSb₂), что обеспечит получение более высокой мощности сигнала, или понижение рабочей температуры, что уменьшит мощность шума. При температурах около 1 К перспективным материалом сенсора TSPD является гексаборид (La, Ce)B₆.

Авторы благодарны А.М. Гуляну за интерес к работе и полезные дискуссии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках проекта N 1-6/23-I/PR.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.H. Hadfield. Nat. Photon., **3**, 696 (2009).
2. M.D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, S.V. Polyakov. Rev. Scient. Inst., **82**, 071101 (2011).
3. T. Polakovic, W. Armstrong, G. Karapetrov, Z.E. Meziani, V. Novosad. Nanomaterials, **10**, 1198 (2020).
4. Y. Yu, H. Lv, K. Tariq, D. Liu, X. Sheng, C. Feng. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **1008**, 165433 (2021).
5. X. Jiang, M. Itzler, K. O'Donnell, M. Entwistle, M. Owens, K. Slomkowski, S. Rangwala. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **21**, 5 (2015).
6. K. Morimoto, A. Ardelean, M.-L. Wu, A. C. Ulku, I. M. Antolovic, C. Bruschini, E. Charbon. Optica, **7**, 346 (2020).

7. I.E. Zadeh, J.W.N. Los, R.B.M. Gourgues, J. Chang, A.W. Elshaari, J.R. Zichi, Y.J. van Staaden, J.P.E. Swens, N. Kalhor, A. Guardiani, Y. Meng, K. Zou, S. Dobrovolskiy, A.W. Fognini, D.R. Schaart, D. Dalacu, P.J. Poole, M.E. Reimer, X. Hu, S.F. Pereira, V. Zwiller, S.N. Dorenbos. *ACS Photonics*, **7**, 1780 (2020).
8. L. Parlato, D. Salvoni, M. Ejrnaes, D. Massarotti, R. Caruso, R. Satariano, F. Tafuri, X.Y. Yang, L. You, Z. Wang, G.P. Pepe, R. Cristiano. *J. Low Temp. Phys.*, **199**, 6 (2020).
9. L. You. *Nanophotonics*, **9**, 2673 (2020).
10. S. Steinhauer, S. Gyger, V. Zwiller. *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 100501 (2021).
11. M. Häußler, R. Terhaar, M.A. Wolff, H. Gehring, F. Beutel, W. Hartmann, N. Walter, M. Tillmann, M. Ahangarianabhari, M. Wahl, T. Röhlicke, H-J. Rahn, W.H.P. Pernice, C. Schuck. *Rev. Sci. Instrum.*, **94**, 013103 (2023).
12. A. Gulian, K. Wood, D. Van Vechten, G. Fritz. *J. Mod. Opt.*, **51**, 1467 (2004).
13. A.A. Kuzanyan, V.A. Petrosyan, A.S. Kuzanyan. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **350**, 012028 (2012).
14. A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **673**, 012007 (2016).
15. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan. *J. Contemp. Phys.*, **53**, 338 (2018).
16. A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. *J. Contemp. Phys.*, **53**, 242 (2018).
17. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan. *IEEE Sens. J.*, **20**, 3040 (2019).
18. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan. *J. Contemp. Phys.*, **53**, 73 (2018).
19. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, N.G. Margiani, G.A. Mumladze, S.R. Harutyunyan, A.S. Kuzanyan. *J. Contemp. Phys.*, **57**, 174 (2022).
20. H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, T. Asano. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27**, L209 (1988).
21. M. Caloz, M. Perrenoud, C. Autebert, B. Korzh, M. Weiss, C. Schönenberger, R.J. Warburton, H. Zbinden, F. Bussières. *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 061103 (2018).
22. L. Grigoryan, K. Yakushi, C.-J. Liu, S. Takano, M. Wakata, H. Yamauchi. *Physica C*, **218**, 153 (1993).
23. G.Jr. Carini, G. Carini, D. Cosio, G. D'Angelo, F. Rossi. *Philos. Mag.*, **96**, 761 (2016).
24. <https://nanoheat.stanford.edu/sites/default/files/publications/A33.pdf>
25. X. Yang, T.K. Chaki. *Supercond. Sci. Technol.*, **6**, 343 (1993).
26. R.A. Fisher, S. Kim, S.E. Lacy, N.E. Phillips, D.E. Morris, A.G. Markelz, J.Y.T. Wei, D.S. Ginley. *Phys. Rev. B*, **38**, 11942 (1988).
27. M. Ikebe, H. Fujishiro, T. Naito, K. Noto. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **63**, 3107 (1994).
28. G.T. Furukawa, T.B. Douglas, R.E. McCoskey, D.C. Ginning. *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **57**, 67 (1956).
29. http://www.phys.ufl.edu/ireu/IREEU2013/pdf_reports/Allen_Scheie_FinalReport.pdf
30. Y. Peysson, C. Ayache, B. Salce, J. Rossat-Mignod, S. Kunii, T. Kasuya. *J. Magn. Magn. Mater.*, **47**, 63 (1985).
31. Y. Peysson, C. Ayache, B. Salce. *J. Magn. Magn. Mater.*, **59**, 33 (1986).
32. V. Petrosyan. *J. Contemp. Phys.*, **46**, 125 (2011).
33. A.S. Kuzanyan, S.R. Harutyunyan, V.O. Vardanyan, G.R. Badalyan, V.A. Petrosyan, V.A. Kuzanyan, S.I. Petrosyan, V.E. Karapetyan, K.S. Wood, H.-D. Wu, A.M. Gulian. *J. Solid State Chem.*, **179**, 2862 (2006).
34. A. Kuzanyan, V. Nikoghosyan, A. Kuzanyan. *IEEE Sens. J.*, **20**, 12776 (2020).
35. U. Dillner, E. Kessler, H.-G. Meyer. *J. Sens. Sens. Syst.*, **2**, 85 (2013).
36. J.C. Mather. *Applied Optics*, **21**, 1125 (1982).
37. P.L. Richards. *J. Appl. Phys.*, **76**, 1 (1994).
38. D.G. Johnson. 1.14 - Thermal Sensors, Ed.: S. Liang, *Comprehensive Remote Sensing*, Elsevier, 2018, pp. 376-410.
39. U. Birkholz, R. Fettig, J. Rosenzweig. *Sensors and Actuators*, **12**, 179 (1987).
40. C. Sherman, J. Butler. *Transducers and Arrays for Underwater Sound*. Springer Science & Business Media, 2007.

41. **D.J. Schroeder.** Astronomical optics. Academic Press., 1999.
42. **C.B. McKitterick, H. Vora, X. Du, B.S. Karasik, D.E. Prober.** J. Low Temp. Phys., **176**, 291 (2014).
43. **B.S. Karasik, A.V. Sergeev, D.E. Prober.** IEEE Trans. THz Sci. & Technol., **1**, 97 (2011).
44. **L. Viti, A.R. Cadore, X. Yang, A. Vorobiev, J.E. Muench, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Stake, A.C. Ferrari, M.S. Vitiello.** Nanophotonics, **10**, 89 (2021).
45. **A. Varpula, K. Tappura, J. Tiira, K. Grigoras, O-P. Kilpi, K. Sovanto, J. Ahopelto, M. Prunnila.** APL Photon., **6**, 036111 (2021).

Се₆ Сվերով ԵՎ Bi-2223 ԿԼԱՆԻՉՈՎ ԶԵՐՄՈՒԷԼԵԿՏՐՈԿԱՆ ՄԻԱՖՈՏՈՆՆ
ԴԵՏԵԿՏՈՐԻ ԱԶԴԱՆՇԱՆ-ԱՂՄՈՒԿ ՀԱՐԱԲԵՐԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Ա. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Ա.Ս. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Վ.Ռ. ՆԻԿՕՂՈՏՅԱՆ, Վ.Տ. ԹԱԹՈՅԱՆ,
Վ.Ս. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Ս.Ռ. ՀԱՐՈՒՅՆՅԱՆ, Գ.Ց. ԽԱՐԱՏՅԱՆ, Գ.Ռ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Ներկայացված են ջերմության տարածման պրոցեսների մոդելավորման արդյունքները միաֆոտոն ջերմակեկտրական դետեկտորի բազմաշերտ դետեկտող տարրում, որը բաղկացած է ջերմատարից (Bi2223), ջերմակեկտրական տվյալից (Ce₆), կլանիչից (Bi2223) և հականդրադարձնող շերտից (SiO₂), որոնք հաջորդաբար դասավորված են շափյուղե (Al₂O₃) տակդիրի վրա: Դիտարկվել է նաև առանց հականդրադարձնող շերտի դետեկտող տարրի կառուցվածքը: Կլանված ֆոտոնի ջերմափոխանակման գործընթացների մոդելավորումը իրականացվել է սահմանափակ ծավալից ջերմության տարածման հավասարման հիման վրա: Ուսումնասիրված են 0.8–1000 էՎ էներգիա ունեցող ֆոտոնների կլանման դեպքերը 4 և 1 մկմ² մակերեսով, կլանիչի և սենսորի տարբեր հաստություններով դետեկտող տարրում դետեկտորի ֆիքսված 9 Կ աշխատանքային ջերմաստիճանում: Ազդանշան-աղմուկ հարաբերակցությունը հաշվարկված է և առաջարկվում են այս պարամետրը բարելավելու ուղիներ:

SIGNAL-TO-NOISE RATIO OF A THERMOELECTRIC SINGLE-PHOTON DETECTOR WITH Ce₆ SENSOR AND Bi-2223 ABSORBER

A.A. KUZANYAN, A.S. KUZANYAN, V.R. NIKOGHOSYAN, V.T. TATOYAN,
V.S. KUZANYAN, S.R. HARUTYUNYAN, G.Ts. KHARATYAN, G.R. BADALYAN

The results of the simulation of heat propagation processes in the multilayer detection pixel of a single-photon thermoelectric detector consisting of heat sink (Bi-2223), thermoelectric sensor (Ce₆), absorber (Bi-2223), and antireflection layer (SiO₂) arranged in series on sapphire substrate (Al₂O₃) are presented. The design of the detection pixel without an antireflection layer is also considered. Simulation of the processes of absorbed photons heat transfer is carried out based on the equation of heat propagation from a limited volume. The cases of absorption of photons with energies of 0.8–1000 eV in detection pixels with a surface of 4 and 1 μm², different thicknesses of absorber and sensor at a fixed operating temperature of the detector of 9 K are studied. Temporal dependences of voltage arising on the sensor, the equivalent power of Johnson and phonon noise are investigated, the signal-to-noise ratio is calculated, and the ways to increase this parameter are proposed.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.225–234 (2023)

УДК 535.015

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-225

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖАЮЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРИСТОГО И ЧЕРНОГО КРЕМНИЯ

Г.Е. АЙВАЗЯН*

Национальный политехнический университет Армении, Ереван, Армения

*e-mail: agagarm@gmail.com

(Поступила в редакцию 11 января 2023 г.)

Представлены результаты FDTD моделирования спектральных характеристик отражения периодических систем с элементарными ячейками в виде цилиндров и конусов, соответствующих морфологиям слоев пористого и черного кремния. Проанализировано антиотражающее поведение этих систем с характерным размером порядка нескольких сотен нанометров. Исследованы особенности отражения в зависимости от геометрических параметров элементарных ячеек и угла падения световых лучей. Показано, что периодические системы с конусами по антиотражающим свойствам превосходят системы с цилиндрами.

1. Введение

В последнее время наноструктурированный кремний в виде пористого и черного кремния активно исследуется с целью практического применения в нано и микроэлектронике [1–6]. Поверхность такого кремния имеет наноразмерные неровности в виде случайно расположенных каналов (пористый кремний) или игл (черный кремний), что приводит к низкому отражению и эффективному поглощению падающего на поверхность световых лучей. Этим и обусловлено широкое использование наноструктурированного кремния в качестве антиотражающих фронтальных поверхностей для однопереходных [7–9] и tandemных [10–12] солнечных элементов. При этом низкий коэффициент отражения достигается как при нормальном падении световых лучей, так и при наклонном освещении солнечных элементов [13–15].

В общем случае антиотражающее поведение наноструктурированного кремния объясняется следующими двумя механизмами взаимодействия со светом [16–19]: когда характерный размер Λ неровностей (периодичность, высота, диаметр) больше длины волны λ падающих световых лучей ($\Lambda > \lambda$), возникают многократные отражения от соседних неровностей, приводящие к захвату световых лучей. Иными словами, имеет место запутывания прошедшего света; когда взаимодействие происходит в субволновом диапазоне ($\Lambda < \lambda$), основным становится градиентное изменение показателя преломления в наноструктуре от оптически менее плотной среды к среде с большей плотностью, что приводит к

уменьшению отражательной способности подобно переходному слою с непрерывно меняющимся коэффициентом преломления.

В имеющихся работах моделирование отражающих характеристик наноструктурированного кремния проводилось, как правило, отдельно для указанных механизмов. При этом в первом предельном случае, в основном, применялся метод трассировки лучей [17, 18], а во втором – приближение эффективной среды [20–22] или метод матриц переноса [23–25]. Однако характерный размер неровностей наноструктурированного кремния сопоставим с длинами волн «рабочего» диапазона спектра для кремниевых солнечных элементов: $\Lambda \sim \lambda = 400\text{--}1000$ нм. Поэтому моделирование отражающих характеристик наноструктурированного кремния только тем или иным методом может привести к неточным результатам. В связи с этим для корректного анализа необходим учет обоих механизмов взаимодействия световых лучей с наноструктурой. Кроме того, с точки зрения практического применения актуально сравнение антиотражающих свойств пористого и черного кремния с одинаковым характерным размером неровностей.

Настоящая работа посвящена сравнительному теоретическому исследованию отражающих характеристик пористого и черного кремния в широком диапазоне длин волн излучения. Обсуждаются вопросы их практического применения в солнечных элементах.

2. Методика моделирования

На рис.1 представлены типичные СЭМ микрофотографии поперечных сечений и поверхностей слоев пористого и черного кремния практически с одинаковым характерным размером неровностей [21,26]. Формирование этих антиотражающих поверхностей осуществлялось, соответственно, методами реактивного ионного и электрохимического травления. Видно, что пористый и черный кремний состоят из четко выраженных вертикальных каналов и иглообразных выступов, имеющих достаточно четкую границу раздела с кремниевой

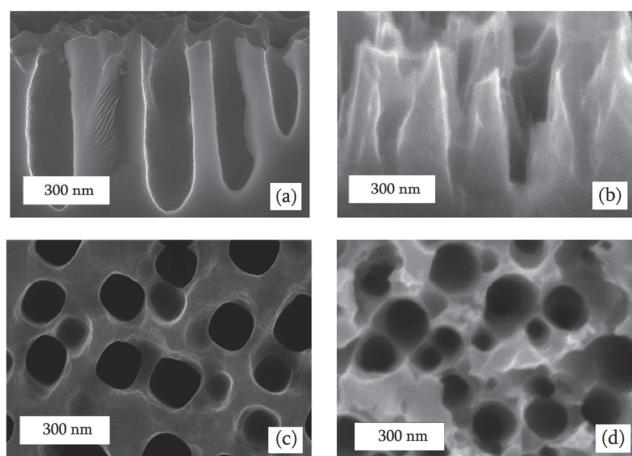


Рис.1. Типичные СЭМ микрофотографии (а, б) поперечных сечений и (с, д) поверхностей слоев (а, с) пористого и (б, д) черного кремния.

подложкой. Неровности расположены неупорядоченно с небольшими зазорами между ними.

На основе СЭМ микрофотографий оптическую модель пористого и черного кремния можно представить как толстую подложку с регулярно расположеннымися рассеивателями в виде прямых круговых цилиндров в матрице и конусов на поверхности, соответственно. При этом поверхность подложки лежит в плоскости XY , цилиндры и конусы сформированы по высоте в направлении Z , а их замощение соответствует четырехугольной упаковке. На поверхность рассеивателей падает плоская поляризованная оптическая волна. Плоскость падения совпадает с плоскостью XZ , угол падения равен θ . Такие периодические системы можно характеризовать следующими базовыми геометрическими параметрами: h – высота цилиндра или конуса, d – диаметр цилиндра или основания конуса, t – периодичность расположения цилиндров или конусов. Таким образом, задача моделирования пористого и черного кремния сводится к получению спектральных характеристик отражения от регулярно расположенных рассеивателей в виде цилиндров и конусов при падении на них оптического излучения.

Для моделирования был выбран метод конечных разностей во временной области (finite-difference time-domain, FDTD), в основе которого лежит простая схема дискретизации уравнений Максвелла, записанных в дифференциальной форме [20]. Конечно-разностные уравнения позволяют определить электрические и магнитные поля на данном временном шаге на основании известных значений полей на предыдущем шаге, и при заданных начальных условиях вычислительная процедура дает эволюционное решение во времени от начала отсчета с заданным временным шагом. После окончания расчета определяются оптические характеристики рассматриваемой наноструктуры для широкого диапазона длин волн с применением дискретного преобразования Фурье к записанной истории распространения электромагнитного поля. Очень важно, что FDTD метод позволяет одновременно учитывать как градиентное изменение показателя преломления, так и многократное отражение световых лучей, проявляющиеся в двух предельных случаях взаимодействия [27,28].

Для численных расчетов использовали модуль Rough Surface (версия 8.17.1072, 2017a) коммерческого пакета программ FDTD Solutions (Lumerical Solutions Inc, Канада), позволяющий, в зависимости от длины волны и угла падения световых лучей, формы и геометрических размеров элементарной ячейки, определить и в различных форматах представить оптические характеристики периодических систем. Расчет осуществляли на основе параметров стохастической поверхности наноструктуры, а именно, по величинам среднеквадратичной амплитуды (root mean square, RMS), пространственного разрешения (δ) и длины корреляции (correlation length, LC). Отметим, что RMS определяет среднеквадратичную высоту неровностей, δ – среднее горизонтальное расстояние между локальным минимумом на поверхности и максимумом рядом с ним, используемое для описания плотности неровностей на поверхности, LC применяется для определения шероховатости поверхности: чем меньше LC, тем сильнее флюктуация поверхности. Входные параметры стохастической поверхности для пористого и черного кремния однозначно можно извлечь из геометрических параметров соответствующих периодических систем. Раньше программа FDTD Solutions была

использована нами для моделирования оптических характеристик тонких пассивирующих пленок Al_2O_3 , TiO_2 , HfO_2 и Sc_2O_3 разной толщины на поверхности черного кремния [26].

При моделировании значения длин корреляции в обоих направлениях были выбраны как одна десятая от пространственного разрешения, чтобы гарантировать достаточную шероховатость поверхности. Область моделирования была определена как трехмерный прямоугольный параллелепипед (кубоид) с размерами 100 нм по осям X и Y и высотой 2 мкм по оси Z . Источник света был расположен над параллелепипедом на расстоянии 0.75 мкм и был настроен нахват света в диапазоне длин волн $\lambda = 300\text{--}1400$ нм. Монитор отражения был расположен в верхней части области моделирования, прямо над источником света. Границные условия были выбраны как периодические по осям, определяющим поверхность подложки, и как идеально согласованные слои в направлении распространения излучения. Для упрощения расчетов исследования проводили в одномерном и двухмерном форматах и рассматривали отражение только линейно поляризованного света. Толщину подложки, включенной в область моделирования, установили равной 1 мкм. Численное моделирование осуществляли при нормальном ($\theta = 0^\circ$) и различных углах падения световых лучей.

На рис.2 показаны схематические картины трехмерного вида, поперечного сечения и графического окна программы FDTD Solutions моделируемых систем с конусами и цилиндрами.

3. Результаты моделирования и обсуждение

Расчетные спектры отражения кремниевых периодических систем с цилиндрами и конусами в диапазоне длин волн $\lambda = 300\text{--}1400$ нм при нормальном падении световых лучей представлены на рис.3. Для сравнения на вставке приведен спектр отражения плоской (зеркальной) кремниевой поверхности. Расчеты проводили при следующих значениях базовых параметров периодических систем: $h = 650$ нм, $d = 150$ нм и $t = 250$ нм. Отметим, что средние значения этих же

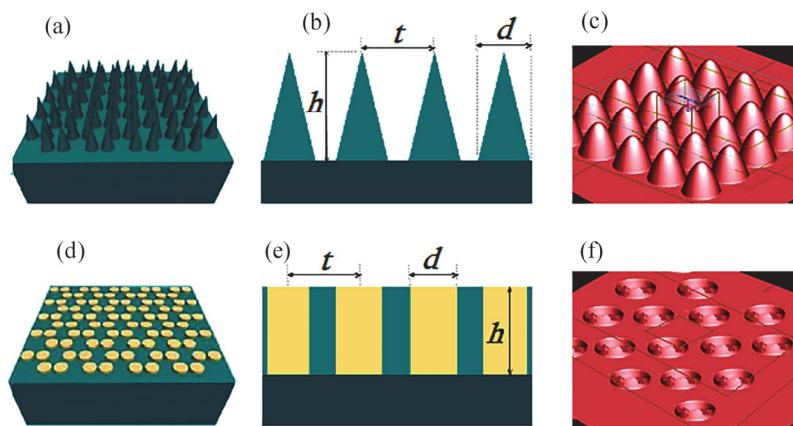


Рис.2. Схематические картины (a,d) трехмерного вида, (b,e) поперечного сечения и (c,f) графического окна программы FDTD Solutions моделируемых систем с (a,b,c) конусами и (d,e,f) цилиндрами.

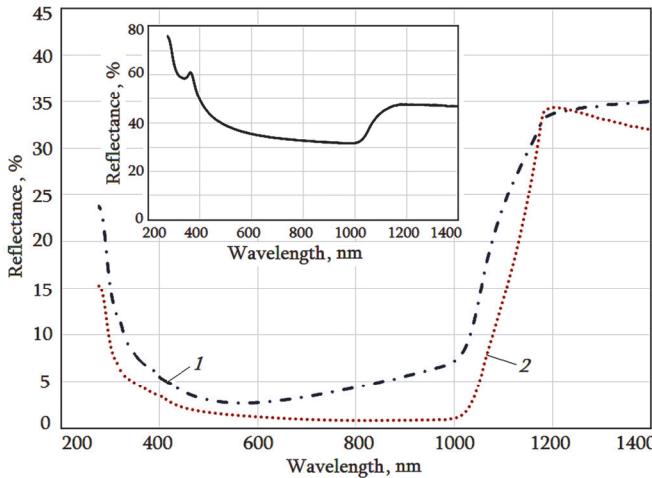


Рис.3. Расчетные спектры отражения смоделированных систем с цилиндрами (кривая 1) и конусами (кривая 2). На вставке спектр отражения плоской кремниевой поверхности.

параметров на СЭМ микрофотографиях в рис.1 для черного кремния составляют 640, 130 и 245 нм, а для пористого кремния – 670, 155 и 270 нм, соответственно.

Как видно из полученных спектров, наличиеnanostructuredированных поверхностей способствует значительному снижению коэффициента отражения в широком диапазоне длин волн излучения по сравнению с плоской поверхностью. Минимальная отражательная способность наблюдается во всех видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах. Периодические системы с цилиндрами по антиотражающему свойству заметно уступают системам с конусами. Так, например, для систем с цилиндрами минимальный коэффициент отражения составляет 2.61%, а в случае конусов – 0.85%, причем со сдвигом положения минимума отражения в «красную» часть спектра. Отметим, что для плоской поверхности эта величина составляет 31.1%.

На рис.4 представлены двумерные картины средневзвешенного коэффициента отражения (weighted average reflection, R_{WAR}) рассматриваемых систем в зависимости от высоты и периода цилиндров и конусов при фиксированном значении их диаметра ($d = 150$ нм) в случае нормального падения световых лучей ($\theta = 0^\circ$). Расчет R_{WAR} проводили по смоделированным спектрам отражения для «рабочего» диапазона длин волн $\lambda = 400\text{--}1000$ нм по следующему выражению [10]:

$$R_{WAR} = \frac{\int_{400\text{nm}}^{1000\text{nm}} R(\lambda)S(\lambda)d\lambda}{\int_{400\text{nm}}^{1000\text{nm}} S(\lambda)d\lambda},$$

где $R(\lambda)$ и $S(\lambda)$ – зависящие от длины волны коэффициент отражения и поток световых фотонов, соответственно.

Полученные результаты ясно показывают, что отражение падает при увеличении высоты и сохранении постоянной величины периода цилиндров и конусов. При фиксированной высоте наименьшее отражение достигается в случае

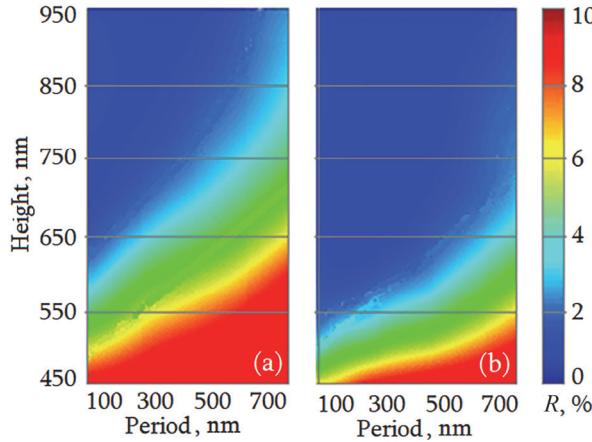


Рис.4. Двумерные картины средневзвешенного коэффициента отражения смоделированных систем в зависимости от высоты и периода (а) цилиндров и (б) конусов.

наиболее плотной упаковки цилиндров и конусов. Скорость убывания отражения выше для периодических систем с конусами, причем начиная с высоты $h = 700$ нм величина отражения выходит на постоянное значение.

В табл.1 приведены значения R_{WAR} смоделированных систем при различных диаметрах цилиндра и основания конуса, когда $h = 650$ нм, $t = 250$ нм и $\theta = 0^\circ$. Видно, что по мере увеличения диаметра отражательная способность наноструктурированных поверхностей уменьшается. Минимальный R_{WAR} наблюдается при полном замещении, когда $d \sim t$, и в случае периодических систем с конусами.

Табл.1. Средневзвешенный коэффициент отражения в % при различных диаметрах цилиндра и основания конуса

Система / Диаметр	100 нм	150 нм	200 нм	250 нм
С цилиндрами	6.95	4.21	3.89	—
С конусами	2.31	1.26	1.14	0.98

На рис.5 представлены двумерные картины отражательной способности смоделированных систем, нормализованных относительно отражения плоской кремниевой поверхности, в диапазоне длин волн $\lambda = 400\text{--}1000$ нм при углах падения световых лучей $\theta = 0\text{--}80^\circ$. Очевидно, что во всех углах падения наноструктурированная поверхность имеет более низкий коэффициент отражения, чем плоская поверхность. Низкая отражательная способность периодических систем с конусами практически не меняется в широком интервале углов падения лучей (до $\theta = 70^\circ$). В сравнении с ними коэффициент отражения систем с цилиндрами существенно увеличивается начиная с угла $\theta = 55^\circ$, что особенно заметно для больших λ .

Из результатов численного моделирования следует, что во всех одинаковых

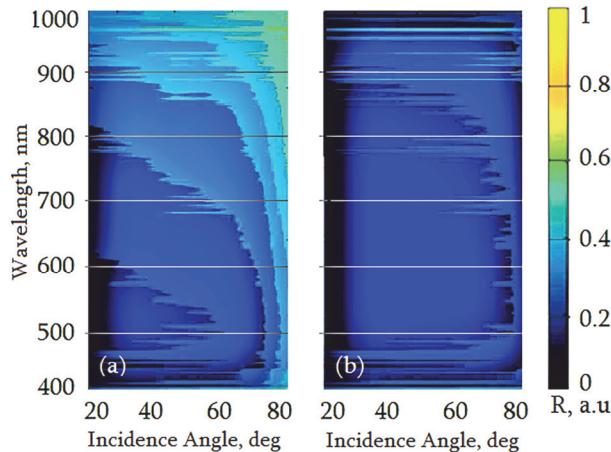


Рис.5. Двумерные картины относительной отражательной способности смоделированных систем с (а) цилиндрами и (б) конусами при различных углах падения световых лучей.

условиях периодические системы с конусами по антиотражающим свойствам заметно превосходят системы с цилиндрами. С точки зрения механизма многократного отражения световых лучей следовало ожидать обратного эффекта, поскольку площадь светопримывающей поверхности ячейки в виде цилиндра больше, чем в случае конуса. Поэтому можно предполагать, что для смоделированных систем с характерным размером порядка нескольких сотен нанометров определяющим является механизм градиентного изменения показателя преломления, который описывается следующим выражением [29]:

$$n(z) = [f(z)n_{Si}^q + 1 - f(z)]^{1/q},$$

где $q = 2/3$, n_{Si} – показатель преломления кремния, $f(z)$ – фактор заполнения конусов и цилиндров в плоскостях $0 < z < h$, зависящий от отношения диаметра к периоду (у вершин наноструктур $f(0) = 0$, а у оснований $f(h) = 1$).

На рис.6 схематически показано изменение показателя преломления в наноструктурах с цилиндрами и конусами от воздуха ($n_{Air} = 1$) к кремниевой подложке ($n_{Si} = 3.8$). Видно, что в случае систем с конусами изменение показателя преломления происходит плавно, в отличие от систем с цилиндрами, для которых изменение скачкообразно. Теоретически обосновано и экспериментально подтверждено, что многослойные антиотражающие покрытия с плавно изменяющимися показателем преломления более эффективны, чем однослойные покрытия с однородным показателем преломления [21,22,30].

Нетрудно заметить, что увеличение фактора заполнения и высоты наноструктур увеличивает площадь светопримывающей поверхности и более плавно меняет показатель преломления, что в совокупности приводит к уменьшению отражения. Этим и объясняются наблюдаемые зависимости отражательной способности смоделированных систем от базовых геометрических параметров конусов и цилиндров. Отметим также, что численные расчеты спектров отражения для систем с цилиндрами и конусами хорошо совпадают с результатами

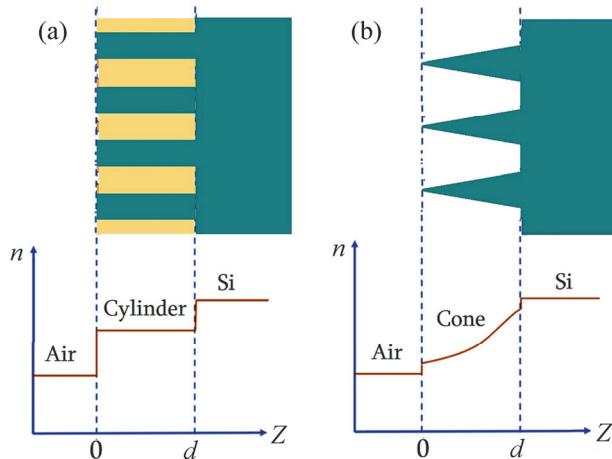


Рис.6. Изменение показателя преломления вnanoструктурах с (а) цилиндрами и (б) конусами.

экспериментальных исследований для пористого и черного кремния, соответственно [21,31,32]. В частности, по нашим измерениям для черного кремния с геометрическими параметрами $h = 640$ нм, $d = 130$ нм и $t = 245$ нм средневзвешенный коэффициент отражения в диапазоне длин волн $\lambda = 400\text{--}1000$ нм составляет 1.29% [32], а для смоделированных систем с конусами при $h = 650$ нм, $d = 150$ нм и $t = 250$ нм – $R_{WAR} = 1.26\%$. Следовательно, предложенную методику моделирования можно использовать для точного прогнозирования оптического отклика различных образцов с nanostructuredированными поверхностями путем изменения вида и входных параметров элементарных ячеек.

Таким образом, можем констатировать, что для достижения малых значений отражения наиболее эффективным решением является поверхность черного кремния. Эта модификация nanostructuredированного кремния в сравнении с пористым кремнем имеет и другие преимущества: формируется сухим травлением, процесс легко регулируется и контролируется, не зависит от кристаллографической ориентации исходных кремниевых подложек. Кроме того, как следует из результатов моделирования, равнозначная с пористым кремнем антиотражающая способность достигается черным кремнем с меньшим характерным размером. Это обстоятельство важно с практической точки зрения, так как высокоразвитая поверхность черного кремния в технологическом процессе изготовления солнечных элементов препятствует формированию комфортных покрытий и слоев [33,34], а длинные и тонкие иглы часто сглаживаются и ломаются [32,35]. Отметим также, что низкая отражающая способность черного кремния в широком интервале углов падения лучей может существенно увеличить дневную выработку электроэнергии солнечных элементов, работающих в режиме без слежения за солнцем.

4. Заключение

Для моделирования отражающих характеристик пористый и черный кремний представили в виде периодических систем, элементарными ячейками

которых являются соответственно прямые круговые цилиндр и конус. С использованием метода конечных разностей во временной области определили спектры отражения этих систем для различных базовых геометрических параметров наноструктур и углов падения световых лучей. Показано, что в видимом диапазоне длин волн антиотражающее поведение смоделированных систем с характерным размером порядка нескольких сотен нанометров обусловлено, в основном, градиентным изменением показателя преломления в наноструктуре. Периодические системы с цилиндрами по антиотражающим свойствам заметно уступают системам с конусами, что указывает на перспективность применения черного кремния в качестве антиотражающей фронтальной поверхности солнечных элементов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта № 21AG-2B011.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.A. Melikjanyan, K.S. Martirosyan.** J. Contemp. Phys., **47**, 133 (2012).
2. **M.K. Sahoo, P. Kale.** Microporous and Mesoporous Mat., **289**, 109619 (2019).
3. **G. Ayvazyan, L. Hakhoyan, K. Ayvazyan, A. Aghabekyan.** Phys. Status Solidi A, **220**, 2200793 (2023).
4. **X. Liu, B. Radfar, K. Chen, O.E. Setälä, T.P. Pasanen, M. Yli-Koski, H. Savin, V. Vähäniemi.** IEEE Trans. on Semicond. Manuf., **35**, 504 (2022).
5. **Y.A. Peschenyuk, A.A. Semenov, E.Y. Gatapova.** Exp. Fluids, **64**, 1 (2023).
6. **C.C. Chiang, B.T.H. Lee.** Sci. Rep., **9**, 12631 (2019).
7. **R.S. Davidsen, H. Li, A. To, X. Wang, A. Han, J. An, J. Colwell, C. Chan, A. Wenham, M.S. Schmidt, A. Boisen, S. Wenham, A. Barnett.** Sol. Energy Mat. & Sol. Cells, **144**, 740 (2016).
8. **Y. Hikita, A.A.B. Padama, M. Rittiruam, M.Y. David, T. Seetawan, H. Kobayashi, W.A. Diño.** Optik, **224**, 165539 (2020).
9. **M. Otto, M. Algasinger, H. Branz., B. Gesemann., T. Gimpel, K. Füchsel, T. Käsebier, S. Kontermann, S. Koynov, X. Li, V. Naumann, J. Oh, A. Sprafke, J. Ziegler, M. Zilk, R. Wehrspoh.** Adv. Opt. Mater., **3**, 147 (2015).
10. **A. Vaseashta, G. Ayvazyan, S. Khudaverdyan, L. Matevosyan.** Phys. Status Solidi RRL, **17**, 2200482 (2023).
11. **K.A. Khalaph, Z.J. Shanan, F. Al-Attar Mustafa, A.N. Abd, A.J. Mashot.** Mat. Today: Proc., **20**, 605 (2020).
12. **Z. Ying, Z. Yang, J. Zheng, H. Wei, L. Chen, C. Xiao, J. Sun, C. Shou, G. Qin, J. Sheng, Y. Zeng, B. Yan, X. Yang, J. Ye.** Joule, **6**, 2644 (2022).
13. **W.Q. Xie, J.I. Oh, W.Z. Shen.** Nanotechnol., **22**, 065704 (2011).
14. **R.S. Davidsen, J. Ormstrup, M.L. Ommen, P.E. Larsen, M.S. Schmidt, A. Boisen, Ø. Nordseth, O. Hansen.** Sol. Energy Mat. & Sol. Cells, **140**, 134 (2015).
15. **J. Müllerová, L. Scholtz, J. Ďurišová, E. Pinčík, M. Solanská, D. Pudiš.** Appl. Surf. Sci., **461**, 182 (2018).
16. **L. Dong, Z. Zhang, L. Wang, Z. Weng, M. Ouyang, Y. Fu, J. Wang, D. Li, Z. Wang.** Appl. Optics, **58**, 6706 (2019).
17. **A. Deinega, I. Valuev, B. Potapkin, Y. Lozovik.** J. Opt. Soc. America A, **28**, 770 (2011).

18. **S. Saive.** Prog. Photovolt., **29**, 1125 (2021).
19. **H.V. Asriyan, A.A. Shatveryan, V.M. Aroutiouian, F.V. Gasparyan, S.V. Melkonyan, Z.H. Mkhitharian.** Proc. SPIE, **5846**, 192 (2005).
20. **K. Han, C. Chih-Hung.** Nanomaterials, **4**, 87 (2014).
21. **M. Kralik, M. Hola, S. Jurecka.** Communications, **21**, 53 (2019).
22. **A.A. Elsayed, Y.M. Sabry, F. Marty, T. Bourouina, D. Khalil.** Optics Express, **26**, 13443 (2018).
23. **B.A. Chavez-Castillo, J.S. Pérez-Huerta, J. Madrigal-Melchor, S. Amador-Alvarado, I.A. Sustaita-Torres, V. Agarwal, D. Ariza-Flores.** J. of Appl. Phys., **127**, 203106 (2020).
24. **A. Deinega, S. Belousov, I. Valuev.** Phys. Rev. E, **88**, 053305 (2013).
25. **N. Sahouane, A. Necibia, A. Ziane, R. Dabou, A. Bouraiou, M. Mostefaoui, A. Rouabchia.** Mat. Res. Express, **5**, 1591 (2018).
26. **G.Y. Ayvazyan, M.V. Katkov, M.S. Lebedev, V.R. Shayapov, M.Yu. Afonin, D.E. Petukhova, I.V. Yushina, E.A. Maksimovskii, A.V. Aghabekyan.** J. Contemp. Phys., **56**, 240 (2021).
27. **A. Deinega, S. Belousov, I. Valuev.** Optics Lett., **39**, 13443 (2009).
28. **T. Rahman, S. Boden.** IEEE J. Photovolt., **7**, 1556 (2017).
29. **S. Kim, G.S. Jeong, N.Y. Park, J.-Y. Choi.** Micromachines, **12**, 119 (2021).
30. **H. Sayed, Z.S. Matar, M. Al-Dossari, A.F. Amin, A.H. Aly.** Crystals, **12**, 57 (2022).
31. **G. Ayvazyan, R. Barseghyan, S. Minasyan.** Green Energy and Smart Grids. E3S Web of Conf., **69**, 01008 (2018).
32. **G. Ayvazyan, A. Vaseashta, F. Gasparyan, S. Khudaverdyan.** J. Mater Sci: Mater. Electron., **33**, 17001 (2022).
33. **X. Liu, P. Coxon, M. Peters, B. Hoex, J. Cole, D. Frayc.** Energy & Env. Sci., **7**, 3223 (2014).
34. **G.Y. Ayvazyan, D.L. Kovalenko, M.S. Lebedev, L.A. Matevosyan, A.V. Semchenko.** J. Contemp. Phys., **57**, 274 (2022).
35. **T.P. Pasanen, H.S. Laine, V. Vahanissi, K. Salo, S. Husein, H. Savin.** IEEE J. Photovolt., **8**, 697 (2018).

MODELLING OF THE POROUS AND BLACK SILICON REFLECTION CHARACTERISTICS

G.Y. AYVAZYAN

The results of FDTD modelling of the spectral reflection characteristics of periodic systems with unit cells in the form of cylinders and cones, which correspond to the morphologies of porous and black silicon layers, are presented. The antireflection behavior of these systems with a characteristic size on the order of several hundreds of nanometers is analyzed. The features of reflection depending on the geometric parameters of unit cells and the angle of incidence of light rays are investigated. It is shown that periodic systems with cones are superior in antireflection properties to systems with cylinders.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.235–243 (2023)

УДК 535.3; 539.21

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-235

ВЛИЯНИЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ НА ПОЛУПРОЗРАЧНЫЙ ОБСИДИАН СЕРОГО ЦВЕТА В ОБЛАСТИ ДОЗ ОТ 5 ДО 500 КГР

Н.Р. АГАМАЛЯН^{1*}, И.А. ГАМБАРЯН^{1,2}, Е.А. КАФАДАРЯН¹,
М.Н. НЕРСИСЯН¹, А.Т. ГЮЛАСАРЯН¹, Г.Н. ЧИЛИНГАРЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Армянский государственный педагогический университет имени Х. Абовяна,
Ереван, Армения

*e-mail: nataghram@gmail.com

(Поступила в редакцию 10 января 2023 г.)

Полупрозрачные образцы обсидиана серого цвета (объемные и порошкообразные) были облучены при комнатной температуре γ -фотонами со средней энергией 1.25 MeV и с различными дозами от 5 до ~500 кГр от источника излучения Co⁶⁰. Известно, что γ -облучение влияет на оптические свойства стекла в зависимости от состава, а также от наличия дефектов в стеклянном каркасе. Анализ образцов обсидиана проводился посредством абсорбционной и отражательной спектроскопии в УФ, видимой и ИК областях, а также посредством ЭПР измерений для характеристики полупрозрачного обсидиана серого цвета в зависимости от различных доз γ -облучения. Разностные спектры пропускания между необлученным образцом и облученными разными дозами позволили выделить три полосы поглощения 368, 386 и 442 нм, за которые ответственны ионы Fe³⁺ в различном окружении. Содержание гидроксильных OH-групп, определяемое по поглощению в полосе ~4500 см⁻¹, в диапазоне используемых доз не изменяется. ЭПР измерения показали характерные для ионов Fe³⁺ три сигнала с g-факторами ~6.0, ~4.2 и ~2.0, интенсивность которых в зависимости от увеличения дозы облучения растет. В области указанных доз γ -облучения обсидиан оказался стойким к созданию парамагнитных дефектов NBOHC.

1. Введение

Обсидиан, будучи натуральным алюмосиликатным стеклом вулканического происхождения, состоит из M₂O–Al₂O₃–SiO₂ (M = Na, K и Ca) и содержит различные элементы, присутствующие в большом (> 1 мас%), малом (0.1–1.0 мас%) и следовом (< 0.1 мас%) количествах, включенных в силикатный каркас в ходе образования стекла. Обсидиан может также содержать значительное количество воды в обеих формах – OH-групп и в форме молекулярной воды, которые сильно влияют на их физические и химические свойства, а также кристаллические включения (так называемые микролиты, вплоть до 1–5 мас%) в стеклянной матрице.

Из-за вредного воздействия ионизирующего излучения на живые организмы

и окружающую среду возникает необходимость уменьшить потери от их воздействия за счет так называемого экранирующего процесса. Процесс экранирования означает просто сдерживание прохождения гамма-лучей до безопасного предела, который не влияет на материю. Стекла, содержащие тяжелые металлы, чаще всего используются в процессах радиационной защиты, в особенности, когда они прозрачны, их можно использовать во многих приложениях, таких как ядерные исследовательские центры и ядерные реакторы. Экранирующее поведение исследовалось с разных точек зрения, таких как стабильность структуры и оптических свойств.

Известно, что γ -облучение влияет на оптические свойства стекла в зависимости от состава, а также от наличия дефектов в стеклянном каркасе [1–3]. Целью настоящей работы было исследовать влияние γ -облучения на оптические свойства натурального полупрозрачного обсидиана серого цвета с различными дозами от 5 до ~ 500 кГр от источника излучения Co^{60} для использования этого материала в защитных целях от ионизирующего излучения.

2. Экспериментальная часть

Оптическая абсорбционная спектроскопия проводилась с использованием двойных спектрофотометров СФ-8, SHIMADZU UV-1800 и Specord M-80 в спектральной области 0.2–5 мкм. Образцы обсидиана представляли собой полированные прямоугольные призмы с сечением $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и $2 \times 2 \text{ мм}^2$ и высотой ~ 20 мм соответственно для оптических и ЭПР измерений. Регистрация спектров диффузного отражения в УФ–видимой области проводилась с использованием спектрофотометра Specord M-40 с приставкой фотометрического шара в спектральной области 225–800 нм; в качестве эталона применялся порошкообразный MgO . Для измерений использовали измельченный в порошок обсидиан.

Для определения содержания в исследуемом обсидиане количества общего железа и других элементов, а также содержания оксидов использовали комбинированный метод быстрого гамма-активационного анализа (PGAA) и инструментальный метод нейтронно-активационного анализа (NAA) [4].

Содержание Fe^{3+} в исследуемом обсидиане изучали посредством ЭПР с использованием спектрометра ЭПР 10-МИНИ (St. Petersburg Instruments) в X-диапазоне (~ 9.5 ГГц) с модуляцией поля 100 кГц, амплитудной модуляцией 5 Гс, мощностью микроволнового излучения 3 мВт при низких температурах (85 К) и 5 мВт при комнатной температуре (300 К) и постоянной времени 0.05 с. Гаммаоблучение образцов обсидиана осуществляли источником Co^{60} при комнатной температуре со средней энергией 1.25 МэВ и с дозами от 5 до 500 кГр.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Абсорбционная спектроскопия γ -облученного обсидиана

На рис.1 представлены спектры пропускания T от УФ до ближней ИК области исследуемых образцов обсидиана до и после γ -облучения различными дозами с указанием полос поглощения и областей, за которые ответственны те или иные

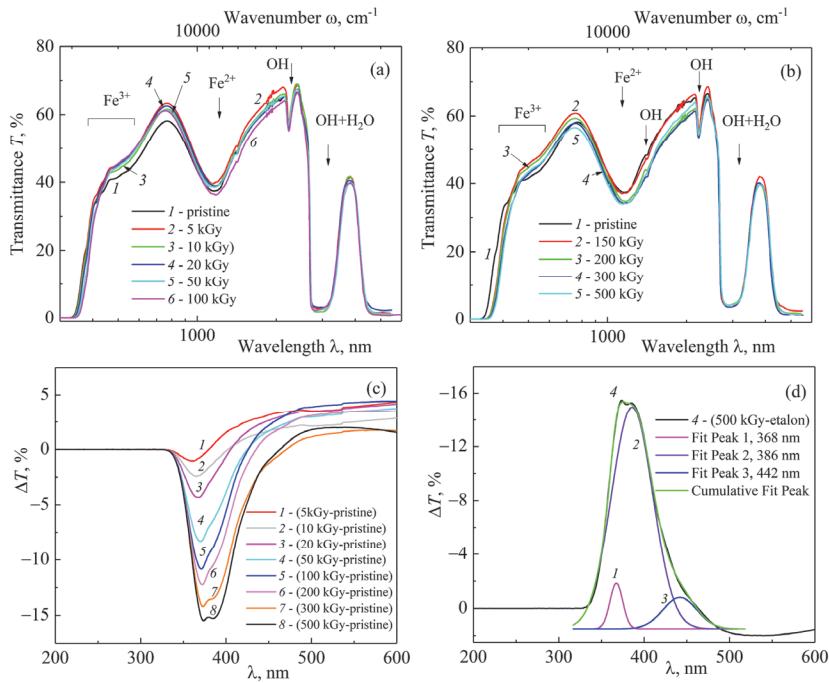


Рис.1. Спектры пропускания T от УФ до ИК области для образцов обсидиана соответственно до облучения и после облучения дозами от (а) 5 до 100 кГр и (б) 150 до 500 кГр при комнатной температуре; (с) разностные спектры пропускания ΔT между необлученным образцом и облученными разными дозами образцами и (д) разложение разностного спектра для дозы 500 кГр.

ионы и молекулы. Край фундаментального поглощения в УФ области формируется за счет поглощения ионов железа, в том числе поглощения, вызванного переносом заряда кислород–металл (ОМСЕ) с участием ионов $\text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{O}^{2-}$ и $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{O}^{2-}$. В приведенных спектрах пропускания образцов обсидиана присутствуют полосы, связанные с содержанием в обсидиане молекул H_2O и гидроксильных OH-групп. Их идентификация и подробные количественные оценки были осуществлены нами ранее и приведены в работе [5]. На рис.1а,б видна широкая и интенсивная полоса поглощения с центром на $\sim 10000 \text{ cm}^{-1}$, хорошо известная и приписываемая в основном разрешенному переходу $^5\text{T}_2 (\text{D}) \rightarrow ^5\text{E} (\text{D})$ ионов Fe^{2+} , занимающих искаженные октаэдрические позиции [6].

В УФ диапазоне на спектрах виден сдвиг пропускания T в область длинных волн в зависимости от дозы облучения. Разностные спектры пропускания ΔT между необлученным образцом (эталон) и облученными разными дозами образцами проявляют наличие широкой и асимметричной полосы поглощения, которая увеличивается по интенсивности в зависимости от увеличения дозы облучения и при больших дозах, расщепляется. Разложение этой полосы на гауссовские составляющие для образца, подвергнутого максимальной дозе облучения 500 кГр, выявили 3 составляющие со значениями пиков 368, 386 и 442 нм, первая из которых может быть приписана к позициям $^{[5,6]}\text{Fe}^{3+}$ [7, 8], а две другие обычно относят к тетраэдрическим позициям $^{[4]}\text{Fe}^{3+}$ [9].

В исследуемых образцах обсидиана содержание гидроксильных OH-групп определялось по известной методике [2] из пиковых и интегральных интенсивностей (площадей) полосы поглощения на 4500 cm^{-1} , связанной с комбинационными колебаниями Si(Al)-OH групп в ближней ИК области. Оно составило 0.35 мас% по пиковому и 0.45 мас% по интегральному поглощению в полосе на 4500 cm^{-1} , что несколько больше по сравнению с прежде измеренными значениями (соответственно 0.20 мас% и 0.26 мас%) [2]. Нахождение величин поглощения на 4500 cm^{-1} проводилось с учетом корректировки базовой линии. Для наглядности на рис.2 показана зависимость оптической плотности от волновых чисел (по этим зависимостям определялось содержание гидроксильных групп) для образцов толщиной 2 мм до облучения и после максимальной дозы γ -облучения. Поскольку определение площади полосы поглощения более чувствительно к ошибкам при подгонке базовой линии, чем определение высоты пика, чаще используется пиковое значение поглощения, а не интегральное поглощение. Из рис.2 видно, что воздействие γ -облучения на образцы обсидиана вплоть до 500 кГр практически не повлияло на содержание в них OH-групп.

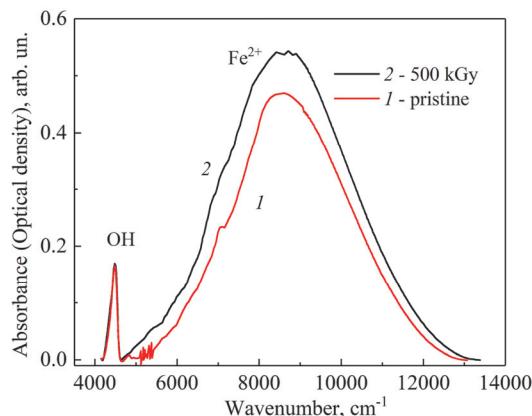


Рис.2. Спектры поглощения в ближней ИК области для образцов обсидиана соответственно до облучения (1) и после облучения (2) дозой 500 кГр при комнатной температуре.

В табл.1 приводятся значения площади под кривой оптической плотности полосы, которая приписывается переходу $^5T_2(D) \rightarrow ^5E(D)$ ионов Fe^{2+} и которая пропорциональна их содержанию в материале, для образцов обсидиана до и после облучения различными дозами. Резкие изменения значения площади под кривой (интегральное поглощение) происходят при дозах облучения 5 и 10 кГр (соответственно ~ 1800 и $\sim 1600\text{ cm}^{-1}$), при 20 и 50 кГр интегральное поглощение восстанавливается до значения необлученного образца ($\sim 1700\text{ cm}^{-1}$). При дозах 100, 150, 200 и 300 кГр оно становится $\sim 1800\text{ cm}^{-1}$ и при максимальной дозе в 500 кГр достигает максимальной же величины $\sim 2080\text{ cm}^{-1}$.

3.2. ЭПР спектроскопия железа в γ -облученном обсидиане

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) является чувствительным методом для исследования Fe^{3+} и других парамагнитных центров в природных и

Табл.1. Значения интегрального поглощения полосы при $\sim 10000 \text{ см}^{-1}$, приписываемой разрешенному переходу $^5T_2(D) \rightarrow ^5E(D)$ ионов Fe^{2+}

Доза, кГр	Площадь под кривой оптической плотности полосы при $\sim 10000 \text{ см}^{-1}$ (Fe^{2+}), см^{-1}
0	1650
5	1800
10	1570
20	1680
50	1700
100	1820
150	1850
200	1830
300	1830

искусственных стеклах. Хотя химический состав обсидианов включает в себя и другие парамагнитные элементы в дополнение к железу, их концентрации относительно низки, поэтому спектры ЭПР в значительной степени обусловлены ионами Fe .

Спектр ЭПР в X-диапазоне ионов Fe^{3+} в силикатных стеклах характеризуется интенсивным асимметричным сигналом с g -фактором ~ 4.2 и сопровождающимися двумя более слабыми сигналами с g -факторами ~ 2.0 и ~ 6.0 . Резонансы с g -факторами 4.2 и 6.0 возникают от парамагнитных переходов изолированных ионов Fe^{3+} в позициях с ромбическими и аксиальнымиискажениями, соответственно. Атрибуция сигнала с g -фактором ~ 2 менее ясна [10], предложены различные объяснения: 1) сигнал является результатом обменного взаимодействия пар или кластеров из более чем двух атомов Fe^{3+} , в том числе и в обсидиановых стеклах [11]; 2) парамагнитный сигнал, вызванный Fe^{3+} в аксиально-искаженных местах. Соотношение этих двух вкладов зависит от состава стекла и окислительного состояния железа. В работе [10] полагают, что вклад в широкий сигнал с g -фактором ~ 2 дают и кластерированные и изолированные ионы Fe^{3+} .

На рис.3 приведены спектры ЭПР обсидиана при температурах 85 К и комнатной (300 К) до облучения (эталон) и после γ -облучения дозами от 5 до 500 кГр. При низкотемпературных измерениях в спектрах ЭПР наблюдаются все три перечисленных выше сигнала с g -факторами ~ 6.0 , ~ 4.2 и ~ 2.0 , характерных для ионов Fe^{3+} . В зависимости от увеличения дозы облучения интенсивность асимметричного сигнала с g -фактором ~ 4.2 растет. При повышении температуры до комнатной наблюдается уменьшение интенсивности сигнала при отсутствии изменения положения пика полосы. Для более наглядного сравнения на рисунках показаны ЭПР-спектры до облучения и после максимальной дозы облучения в 500 Гр при 85 К и 300 К (рис.3c,d).

Немостиковые кислородные дырочные центры NBONC, связанные с дефектами в силикатной сетке стекла дают в спектрах ЭПР некоторых образцов вулканического стекла узкий пик при 3500 Гс [1]. Исследуемые здесь образцы

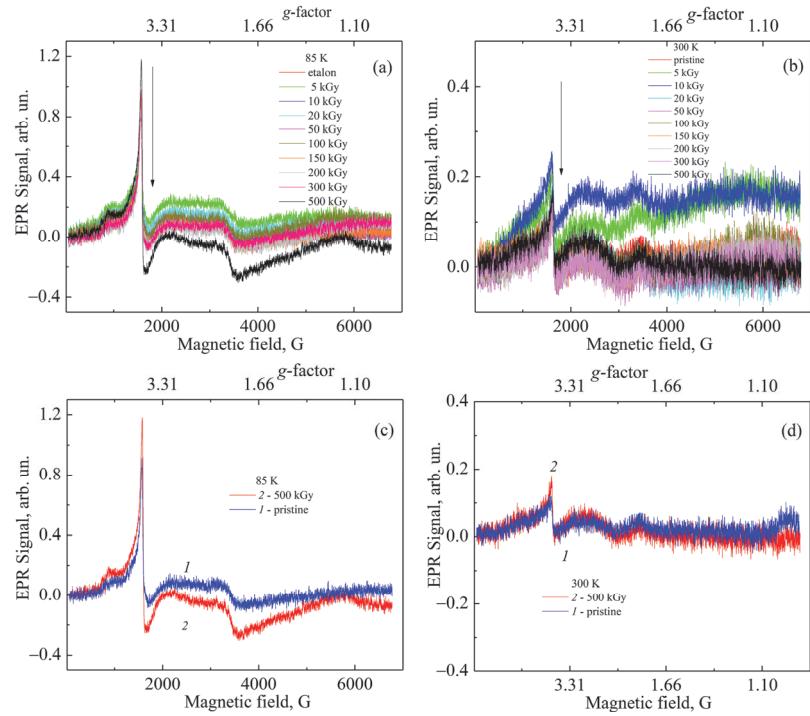


Рис.3. Спектры ЭПР для образцов обсидиана из Артени при 85 К (а,с) и 300 К (б,д) до и после облучения дозами от 5 до 500 кГр.

обсидиана при γ -облучении в области указанных доз оказались стойким к созданию подобных дефектов.

Таким образом, три сигнала ЭПР, характерных для железосодержащих стекол, в том числе вулканического происхождения, были обнаружены в спектрах ЭПР исследуемого обсидиана из Артени.

3.3. Спектроскопия диффузного отражения обсидиана

Оптические характеристики материала также определялись посредством спектроскопии диффузного отражения образцов измельченного обсидиана. Измерения проводились в УФ–видимой области в режиме отражения и затем трансформировались в функцию Кубелки–Мунка $F(R)$, пропорциональную коэффициенту α , для оценки ширины запрещенной зоны E_g . Функцию Кубелки–Мунка $F(R)$ получали с использованием спектров диффузного отражения R и рассчитывали по формуле $F(R) = (1 - R)^2 / 2R \sim \alpha$, где R – отражение бесконечно толстого образца. В соответствии со спектроскопией оптического поглощения, величину E_g находили по аналогии с Таус-зависимостью $a\hbar\omega = A(\hbar\omega - E_g)^n$, т.е. $F(R) \times \hbar\omega = A(\hbar\omega - E_g)^n$. На рис.4c,d показаны зависимости $(F(R) \times \hbar\omega)^2$ and $(F(R) \times \hbar\omega)^{1/2}$ от энергии света $\hbar\omega$, из которых определялась ширина запрещенной зоны для соответственно прямых и непрямых оптических переходов E_g^d and E_g^{id} посредством экстраполяции линейных участков до их пересечения с осью $\hbar\omega$. Она составила значения $E_g^d = 4.38$ и $E_g^{id} = 3.72$ эВ, т.е. вулканическое стекло обсидиан

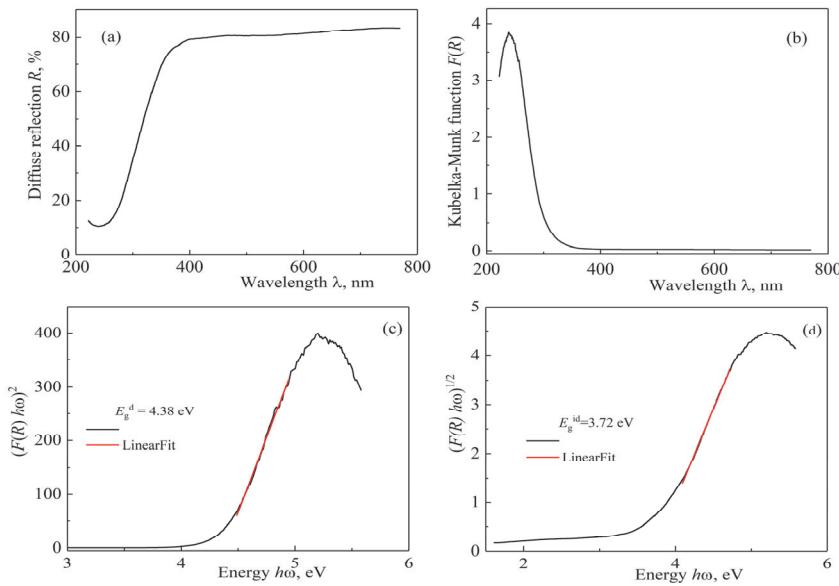


Рис.4. (а) Спектр диффузного отражения R , (б) эквивалентный коэффициенту поглощения α функция Кубелки–Мунка $F(R)$ для измельченных образцов обсидиана, а также зависимости (с) $(F(R) \times h\omega)^2$ и (д) $(F(R) \times h\omega)^{1/2}$ от энергии света $h\omega$, из которых определялась ширина запрещенной зоны соответственно для прямых и непрямых оптических переходов.

оказался широкозонным материалом, в котором край фундаментального поглощения в УФ области формируется за счет поглощения ионов железа, в том числе поглощения, вызванного переносом заряда кислород–металл.

4. Заключение

В результате воздействия γ -облучения на образцы обсидиана в УФ диапазоне происходит сдвиг пропускания в область длинных волн. Разностные спектры пропускания ΔT между необлученным образцом (эталон) и облученными разными дозами позволили выделить три полосы поглощения (368, 386 и 442 нм), за которые ответственны ионы Fe^{3+} в различном окружении.

Три сигнала ЭПР с g -факторами ~ 6.0 , ~ 4.2 и ~ 2.0 , характерные для ионов Fe^{3+} , были обнаружены в спектрах ЭПР исследуемого обсидиана. В зависимости от увеличения дозы облучения интенсивность ЭПР-сигналов растет. Обнаруженный прежде [1] узкий ЭПР-сигнал в области 3500 Гц от дефектного НВОНС центра в некоторых образцах исследуемого природного вулканического стекла при попытке создать их посредством γ -облучения не увенчался успехом, т.е. в области указанных доз облучения обсидиан оказался стойким к созданию подобных дефектов.

Содержание гидроксильных OH-групп определялось по поглощению в полосе на $\sim 4500 \text{ cm}^{-1}$ в ближней ИК области. Оно составило 0.35 мас% по пиковому и 0.45 мас% интегральному поглощению в полосе на 4500 cm^{-1} . Можно констатировать, что в диапазоне используемых доз γ -облучение не влияет на содержание гидроксильных OH-групп.

Влияние γ -облучения на содержание ионов Fe^{2+} качественно оценивали по

величине площади под кривой оптической плотности (интегральное поглощение) полосы около 1000 см^{-1} , которая пропорциональна их содержанию в материале. Резкие изменения этой величины имели место при дозах облучения 5 и 10 кГр, в дальнейшем (до 50 кГр) интегральное поглощение восстанавливается до значения необлученного образца ($\sim 1700 \text{ см}^{-1}$), с последующим ростом (при дозах от 100 до 300 кГр) до $\sim 1800 \text{ см}^{-1}$ и при максимальной дозе в 500 кГр достигает максимальной же величины $\sim 2080 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, проведенные исследования позволяют утверждать, что в искомом обсидиане железо, присутствующее в обоих состояниях окисления Fe^{3+} и Fe^{2+} , подвергается воздействию γ -облучения.

Применение методики диффузного отражения на измельченных образцах обсидиана позволило определить ширину запрещенной зоны для прямых ($E_g^d = 4.38 \text{ эВ}$) и непрямых ($E_g^{id} = 3.72 \text{ эВ}$) оптических переходов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета по науке Армении в рамках научного проекта №21T-2F024.

ЛИТЕРАТУРА

1. **B. Engin, C. Aydaş, H. Demirtaş.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, **243**, 149 (2006).
2. **M.I. Teixeira, G.M. Ferraz, L.V.E. Caldas.** Applied Radiation and Isotopes, **62**, 365 (2005).
3. **M.V. Kortmiš, N. Maltar-Strmečki.** Radiation Physics and Chemistry. **170**, 108665 (2020).
4. **N.R. Aghamalyan, Y.A. Kafadaryan, A.A. Manukyan, H.T. Gyulasaryan, H.A. Smbatyan, V. Szilágyi, I. Harsányi, K. Gmélíng.** J. Contemp. Phys., **56**, 13 (2021).
5. **N.R. Aghamalyan, Y.A. Kafadaryan, M.N. Nersisyan, H.A. Smbatyan, V.V. Bagramyan, M. Kohut, S. Milovska.** J. Contemp. Phys., **54**, 368 (2019).
6. **P.A. Bingham, J.M. Parker, T.M. Searle, I. Smith.** J. Non-Crystalline Solids, **353**, 2479 (2007).
7. **V. Vercamer, G. Lelong, H. Hijiya, Y. Kondo, L. Galoisy, G. Calas.** J. Non-Crystalline Solids, **428**, 138 (2015).
8. **T.T. Volotinen, J.M. Parker, P.A. Bingham.** Phys. Chem. Glasses: Eur. J. Glass Sci. Technol. B, **49**, 258 (2008).
9. **P.A. Bingham, O.M. Hannant, N. Reeves-McLaren, M.C. Stennett, R.J. Hand.** J. Non-Crystalline Solids, **387**, 47 (2014).
10. **E.S. Dunaeva, I.A. Uspenskaya, K.V. Pokholok, V.V. Minin, N.N. Efimov, E.A. Ugolkova, E. Brunet.** J. Non-Crystalline Solids, **358**, 3089 (2012).
11. **M. Duttine, G. Villeneuve, G. Poupeau, A.M. Rossi, R.B. Scorzelli.** J. Non-Crystalline Solids, **323**, 193 (2003).

γ -ՃԱՌԱԳԱՅՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԻՍԱԹԱՓԱՆՑ ՄՈԽՐԱԳՈՒՅՆ
ՕԲՈՒՐԴԻԱՆԻ ՎՐԱ 5-ից 500 ԿԳՐ ԴՈԶԱՅԻՆ ՏԵՐՈՒՅԹՈՒՆ

Ն.Ռ. ԱՂԱՄԱԼՅԱՆ, Ի.Ա. ՂԱՄԲԱՐՅԱՆ, Է.Ա. ՔԱՖԱԴԱՐՅԱՆ, Մ.Ն. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ,
Հ.Տ. ԳՅՈՒՐԴԻԱՆ, Գ.Վ. ՎԵՐԿԱՐՅԱՆ, Հ.Ա. ՍՄԲԱՏՅԱՆ

Մոխրագույն կիսաթափանցիկ օրսիդիանի նմուշները (ծավալային և փոշի)
ճառագայթվել են սենյակային ջերմաստիճանում 1.25 ՄԵՎ միջին էներգիայով γ -

Փոտոններով և տարբեր դոզաներով՝ 5-ից մինչև ~500 կԳյ Co^{60} ձառագայթման աղյուրից: Հայտնի է, որ γ -ձառագայթումը ազդում է ապակու օպտիկական հատկությունների վրա՝ կախված բաղադրությունից, ինչպես նաև ապակու մատրիցում թերությունների արկայությունից: Մոխրագույն կիսաթափանցիկ օրոխիանի նմուշների վերլուծությունը կախված γ -ձառագայթման տարբեր դոզաներից իրականացվել է UV, տեսանելի և IR տիրույթներում կլանման և անդրադարձման սպեկտրոսկոպիայի միջոցով, ինչպես նաև EPR չափումներով: Զառագայթված և տարբեր դոզաներով ձառագայթված նմուշների միջև անցման սպեկտրների տարբերությունը հնարավորություն է տվել տարբերակել երեք կլանման գոտիներ 368, 386 և 442 նմ, որոնց համար պատասխանատու են տարբեր շրջապատող Fe^{3+} իոնները: Հիդրօքսիլ OH խմբերի պարունակությունը, որը որոշվում է կլանման $\sim 4500 \text{ cm}^{-1}$ գոտում, չի փոխվում օգտագործվող դոզաների տիրույթում: EPR չափումները ցույց են տվել Fe^{3+} իոններին բնորոշ ~ 6.0 , ~ 4.2 և ~ 2.0 g-գործոններով երեք ազդանշան, որոնց ինտենսիվությունը մեծացել է ձառագայթման դոզայի մեծացմանը զուգահետո: Պարզվել է, որ γ -ձառագայթման նշված դոզաների տիրույթում օրոխիանը կայուն է NBOHC պարամագնիսական թերությունների առաջացման նկատմամբ:

EFFECT OF γ -IRRADIATION ON THE SEMITRSPARENT GRAY COLOR OBSIDIAN IN THE 5 TO 500 KGY RANGE

N.R. AGHAMALYAN, I.A. GHAMBARYAN, E.A. KAFADARYAN,
M.N. NERSISYAN, H.T. GYLASARYAN, G.N. CHILINGARYAN, H.A. SMBATYAN

Semitransparent gray color obsidian samples (bulk and powder) were irradiated at room temperature by Co^{60} radiation source with the γ -photon average energy of 1.25 MeV and with different doses from 5 to ~ 500 kGy. It is known that γ -irradiation influences on the optical properties of glass materials depending on the composition as well as due to the presence of defects in the glass matrix. Analysis of obsidian samples were carried out by the absorption and reflection spectroscopy in the UV, visible and IR ranges, as well as EPR measurements for characterization of semitransparent gray color obsidian depending on the γ -irradiation different doses. The difference transmittance spectra between the pristine sample and those irradiated with different doses made it possible to distinguish three absorption bands at 368, 386, and 442 nm, which are responsible for Fe^{3+} ions in different environments. The content of hydroxyl OH groups, determined from the absorption in the band at $\sim 4500 \text{ cm}^{-1}$, does not change in the range of used doses. EPR measurements showed three signals with g-factors of ~ 6.0 , ~ 4.2 , and ~ 2.0 characteristic for Fe^{3+} ions, the intensities of which increase with increasing irradiation doses. Obsidian turned out to be resistant to the formation of NBOHC paramagnetic defects in the region of the indicated doses of γ -irradiation.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.244–249 (2023)

УДК 537, 53.08, 620.1

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-244

ОЦЕНКА ГЛУБИНЫ ЗОНДИРОВАНИЯ ВОДНОЙ СРЕДЫ РАДИОЧАСТОТНЫМ МАГНИТНО-ПОЛЕВЫМ ЗОНДОМ НА ОДНОСЛОЙНОЙ ПЛОСКОЙ КАТУШКЕ

С.А. ХАЧУНЦ^{*}

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

^{*}e-mail: skhach97@gmail.com

(Поступила в редакцию 18 января 2023 г.)

В данной работе была оценена эффективная глубина зондирования водной среды сенсором на основе однослойной плоской катушки. Использован радиочастотный сенсор диапазона ~40–50 МГц с диаметром чувствительного элемента – плоской катушки ~8 мм. В качестве исследуемой среды были использованы размещаемые перед сенсором пластиковые кюветы, заполненные дистиллированной водой, количество которых последовательно увеличивалось. Измерялась частота сенсора в зависимости от количества размещаемых перед сенсором кювет. Выявлен характер изменения регистрируемой частоты сенсора в зависимости от толщины выбранного в качестве среды водного слоя.

1. Введение

В последние годы все чаще используются различные медицинские инструменты, с помощью которых регистрируются разнообразные биосигналы органов и систем человеческого тела. Для регистрации этих сигналов используется множество разных типов сенсоров, начиная от простых сенсоров, работающих на основе фотоплетизмографии, и заканчивая сложными диагностическими системами, работающими на основе магнитно-резонансной томографии. В настоящее время также широко используются сенсоры, обнаруживающие магнитные явления в организме, большинство из которых основаны на различных типах индуктивных катушек [1–2].

В конце 90-х годов в Армении была создана высокочувствительная методика измерений на основе маломощного осциллятора на плоской катушке (ПК). Технология успешно применялась в экспериментальной физике и позволила исследовать свойства высокотемпературных сверхпроводников. Позднее эта методика легла в основу оригинальной технологической платформы, известной как «SFCO-технология» (Single-layer Flat-Coil-Oscillator technology). Повышение чувствительности детектирующей техники в сейсмологии и геофизике [3], разработка диагностической техники в физиологии, биофизике и медико-биологических исследованиях [4–6] – лишь некоторые направления развития и применения этой технологии.

Существуют два основных класса прецизионных SFCO-сенсоров: сенсоры с механической колебательной системой (металлическая пластина у поверхности плоской катушки) и сенсоры без механической колебательной системы [3].

Первый класс включает такие типы, как датчики положения, скорости, ускорения, вибрационный сенсор, акустический сенсор. Второй класс представлен такими типами, как безынерционный термодатчик высокого разрешения (~ 1 мК), нановаттный измеритель добротности/поглощения (Q-meter) и радиочастотный магнитно-полевой зонд (РЧ МП зонд) [3].

Оба класса сенсоров могут эффективно использоваться в медико-биологических исследованиях [4–6], хотя границы их применимости сильно различаются. Причина в принципе работы этих сенсоров. Физические принципы работы любых SFCO-сенсоров основаны на изменении частоты и/или амплитуды измерительного осциллятора (ИО), запускаемого маломощным обращённым туннельным диодом [3,6]. В случае сенсоров первого класса измеряемой величиной является частота автоколебаний осциллятора, а её изменение обусловлено деформацией силовых линий РЧ поля у поверхности ПК сенсора при приближении/удалении металлической пластины колебательной системы. Электромагнитное поле ПК наводит токи Фуко в пластине, приводящие к экранированию и деформации силовых линий измерительного поля и соответствующему сдвигу частоты осциллятора. В случае магнитно-полевого зонда, который был исследован в данной работе, одной из наиболее вероятных причин изменения амплитуды и, в меньшей степени, частоты [7] является поглощение энергии РЧ поля осциллятора исследуемой средой. Излучаемое осциллятором радиочастотное поле вызывает принудительную переориентацию дипольных структур среды. Другая причина - поглощение энергии РЧ поля осциллятора индуцированными вихревыми токами, вызванными даже малым количеством свободных зарядов в диэлектрических средах.

Отсутствие механической колебательной системы в РЧ МП зондах выводит их на передний план в контексте их применения в медико-биологических исследованиях, так как они не имеют ограничений по частоте (резонансная частота механической колебательной системы, предельная частота диапазона чувствительности и т.д.). Частотные характеристики регистрируемых этими зондами сигналов отражают биофизические свойства изучаемых объектов, тканей и сред. Ранее были проведены исследования радиофизических параметров однослойных ПК, применяемых в сенсорах без механической колебательной системы (а также их сравнение с другими типами катушек), для выявления пространственного расположения переменного электромагнитного поля этих элементов. Показана возможность зондирования различных структур и сред на расстоянии, многократно превышающем размеры чувствительного элемента – плоской катушки [5,8]. В обычных условиях диэлектрические среды и/или структуры детектируются уже на расстоянии 15–20 см, что актуализирует изучение возможности глубинного зондирования тканей и сред «*in-vivo*».

Цель настоящей работы – оценить возможную глубину сканирования водной среды, что даст примерное представление относительно максимально возможной глубины зондирования биологических сред и структур, поскольку содержание воды в данных средах и структурах составляет существенную долю.

2. Условия эксперимента и методы исследований

Сканирование объектов осуществлялось РЧ МП SFCO-зондом с приёмной плоской катушкой диаметром ~ 8 мм (метка 1 на рис.1), закрепленным на стационарном основании (метка 2 на рис.1). Сенсоры на основе технологии SFCO

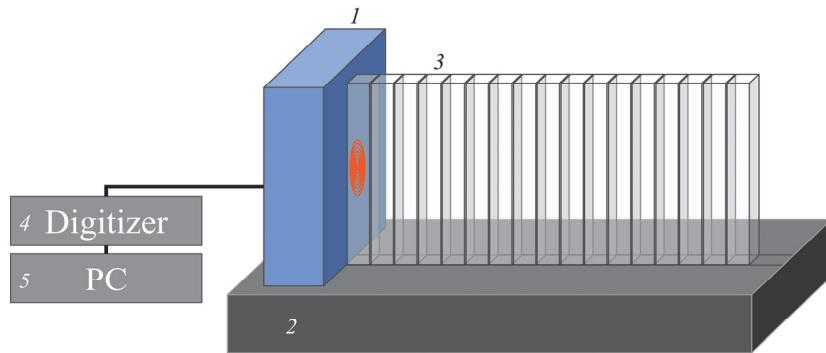


Рис.1. Схематическое представление эксперимента: 1 – магнитно-полевой SFCO-зонд с плоской зондирующей катушкой диаметром ~8 мм, 2 – стационарное основание, 3 – пластиковые кюветы с поверхностью среза ~1 см² (12×12 мм²) и глубиной 4 см, толщиной стенки 1 мм, 4 – восьмиканальный частотомер SFFM-8, 5 – компьютер.

состоят из двух автогенераторов. Один из них является измерительным генератором (на плоской поверхности катушки которого находится исследуемый объект), а другой – опорным. При этом параметры опорного генератора остаются неизменными в течение всех измерений. Такая конструкция датчиков обеспечивает точность измерений, поскольку резко уменьшаются температурный дрейф (из-за нагрева элементов схемы) и коррелированные шумы. Фактически, регистрируется не сдвиг частоты измерительного генератора, а сдвиг разности частот опорного и измерительного генераторов, а именно $\delta (\Delta F) = \delta (F_{\text{ref}} - F_{\text{meas}})$.

Перед зондом размещались пластиковые кюветы в форме параллелепипеда, пустые или заполненные дистиллированной водой, с поверхностью среза ~1 см² (12×12 мм²) и глубиной 4 см, толщина стенки – 1 мм (метка 3 на рис.1). Сигналы от МП зонда подавались на специализированный восьмиканальный частотомер SFFM-8 (Digitizer) для оцифровки и обработки поступающей информации (метка 4 на рис.1). Измеренные данные поступали в компьютер (метка 5 на рис.1) и регистрировались разработанным фирмой «PSI» в среде «LabVIEW» (NI, USA) виртуальным прибором (программой). Частотомер регистрировал частоту осциллятора со скоростью 1000 измерений в секунду, т.е. динамические процессы в результате наших измерений оценивались с временным шагом в 1 мсек. Точность считывания частоты составляла ±2–3 Гц, что существенно ниже уровня собственных шумов ИО и шумов окружения (±100 Гц). Обработка измеренных данных производилась с помощью программы «DIADEM» (NI, USA) методами цифровой фильтрации сигналов и сплайн-интерполяции.

Измерялись: фоновый (исходный) уровень частоты осциллятора (представляющий из себя разность частот опорного и измерительного генераторов, исходные уровни которых лежат в пределах ~40–50 МГц), равный 745 кГц; уровень частоты осциллятора при расположении перед МП зондом пустой пластиковой спектрофотометрической кюветы стандартного размера; уровни частоты осциллятора при последовательном увеличении количества кювет, заполненных дистиллированной водой, расположенных перед МП зондом, от одной до семнадцати (рис.1).

3. Результаты и их обсуждение

Размещение полой пластиковой кюветы приводило к некоторому изменению исходной частоты осциллятора, что обусловлено диэлектрической природой материала кюветы. После изъятия полой пластиковой кюветы частота осциллятора возвращалась практически к исходному уровню, что указывает на высокую стабильность МП SFCO сенсора (табл.1).

Табл.1. Сравнительный уровень частот измерительного осциллятора при размещении и изъятии полой пластиковой кюветы

Исходный уровень частоты осциллятора, кГц	Частота осциллятора после размещения полой кюветы, кГц	Частота осциллятора после изъятия, кГц
743.056	735.080	743.049

При поочередном добавлении кювет, наполненных дистиллированной водой, наблюдалось экспоненциальное снижение уровня частоты измерительного осциллятора (закрашенные прямоугольники на рис.2). Подобные изменения заметны до 9-й или 10-й кюветы. С учётом того, что ширина одной кюветы составляет 12 мм (2 мм пластика, 10 мм воды), следует, что глубина зондирования для водно-пластиковой среды в данном случае составляет ~120 мм (20 мм пластика, 100 мм воды) (метка 10 на рис.2).

Как видно из табл.2, пустая кювета приводит к некоторому изменению значения частоты осциллятора, составляющей примерно ~1% от исходного значения. В случае же кюветы, заполненной дистиллированной водой, это значение составляет ~5.8% от исходного значения частоты осциллятора. Так как в первом случае диэлектрическим материалом, вызывающим данное изменение, являются

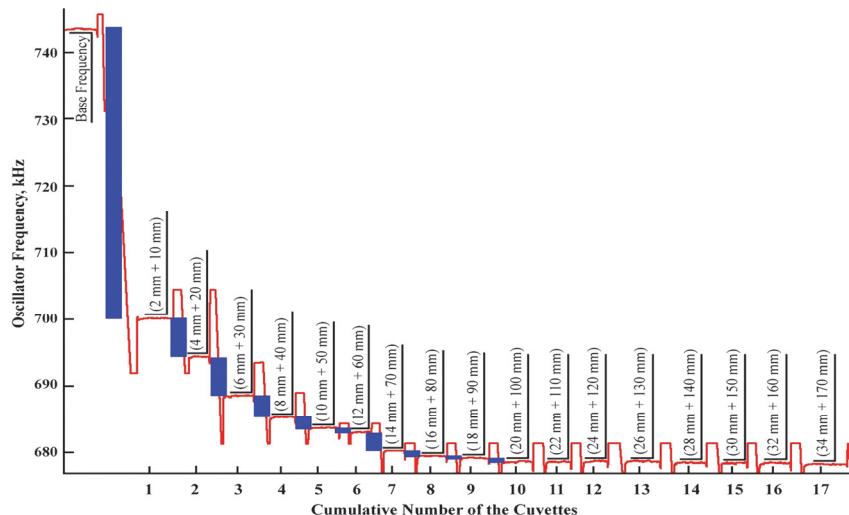


Рис.2. Зависимость частоты измерительного осциллятора от количества установленных перед зондом пластиковых кювет, наполненных дистиллированной водой (метки начиная от 1 до 17). В скобках первое число обозначает толщину слоя пластика, второе число – суммарную толщину составного столба дистиллированной воды.

Табл.2. Сдвиг частоты измерительного осциллятора РЧ МП зонда в зависимости от исследуемого объекта/среды

Полая кювета ($2 \times 10 \times 40$ мм 3 пластик)		Кювета с дистиллированной водой ($2 \times 10 \times 40$ мм 3 пластик + $10 \times 10 \times 40$ мм 3 H ₂ O)		Дистиллированная вода ($10 \times 10 \times 40$ мм 3 H ₂ O)	
%	кГц	%	кГц	%	кГц
1.04	7.77	5.84	43.42	4.79*	35.65*

*расчётные значения

две тонкие стенки (толщина каждой ~1 мм) пластиковой кюветы, а во втором случае изменение обусловлено суммарным эффектом сдвига частоты осциллятора стенками кюветы и столбом дистиллированной воды толщиной ~10 мм, можно примерно оценить величину изменения частоты, обусловленной собственно столбом воды, равной разнице вышеприведенных значений ~4.8%.

Динамика сдвига частоты осциллятора в зависимости от количества кювет, заполненных водой, показана на рис.3. Для наглядности была произведена аппроксимация полиномиальной кривой 4-й степени. Как видно из рис.3, после 10-ти кювет отклонение от кривой фитинга сопоставимо с погрешностями измерения, что свидетельствует о том, что глубина 10-ти кювет, наполненных дистиллированной водой (~120 мм), составляет предельный лимит для использованного в работе пробного (далеко не оптимизированного) сенсора. Поскольку при сканировании биологических структур, в частности, головного мозга, мы сталкиваемся с неоднородностью сред (губчатые кости черепа, ликвор, собственно мозговая ткань и т. д), глубина зондирования будет несколько меньше, чем в данном эксперименте.

4. Заключение

В работе оценены возможности и ограничения применения магнитно-полевого зонда, представляющего из себя осциллятор с однослойной плоской

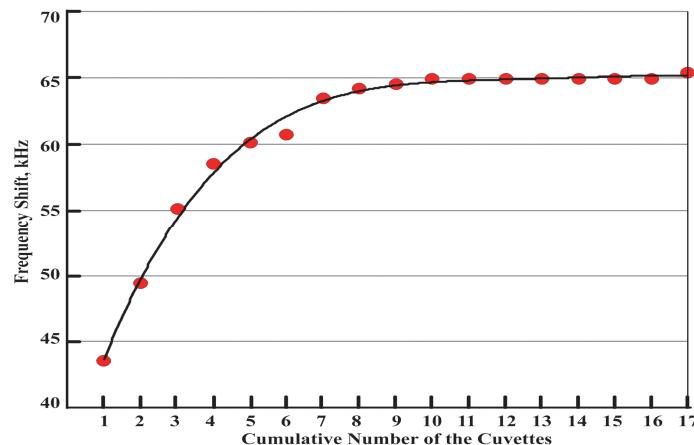


Рис.3. Динамика сдвига частоты РЧ МП зонда в зависимости от количества кювет, заполненных водой. Проведена аппроксимация кривой полиномом 4-й степени.

катушкой в качестве приёмного элемента, в медико-биологических исследованиях. В качестве материала/среды использовалась пластиковые кюветы, заполненные дистиллированной водой. Путём сканирования кювет экспериментально была определена максимально возможная глубина зондирования водных слоёв для изученного РЧ магнитно-полевого зонда с диаметром чувствительного элемента ~8 мм, которая оказалась равной 120 мм.

Измеренная максимально доступная глубина зондирования делает возможным применение таких сенсоров в медико-биологических исследованиях, однако, следует отметить, что, в случае применения данного зонда для измерения собственно биологических тканей, реальная эффективная глубина зондирования будет несколько меньше вследствие анизотропии биологических структур и сред.

Автор выражает благодарность руководству фирмы «PSI» в связи с временным предоставлением РЧ МП зондов, а также блока счёта и обработки информации с соответствующим программным обеспечением, для проведения представленных в работе экспериментов. Автор признателен С.Г. Геворгяну и А.Г. Макаряну за ценные советы и помочь в процессе реализации исследования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА (Научный проект № 22YR-1C013).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Tumanski. Meas. Sci. Technol., **18**, R31 (2007).
2. Y. Chai, S. Horikawa, H.C. Wikle, Z. Wang, B.A. Chin. Appl. Phys. Lett., **103**, 173510 (2013).
3. S.G. Gevorgyan, A.S. Khachunts, G.S. Gevorgyan, H.G. Shirinyan, V.S. Gevorgyan, B.K. Kurghinyan, S.A. Khachunts. Rev. Sci. Instrum., **92**, 055011 (2021).
4. A.S. Khachunts, S.G. Gevorgyan, N.E. Tadevosyan, A.A. Tumanyan, E.G. Kostanyan, I.G. Tadevosyan, B.K. Kurghinyan, S.A. Khachunts, V.S. Gevorgyan. J. Contemp. Phys., **54**, 386 (2019).
5. A.S. Khachunts, S.G. Gevorgyan, G.S. Gevorgyan, S.A. Khachunts. J. Contemp. Phys., **55**, 46 (2020).
6. S.G. Gevorgyan, A.S. Khachunts, G.S. Gevorgyan, A.A. Tumanian, N.E. Tadevosyan. Rev. Sci. Instrum., **93**, 054109 (2022).
7. S.G. Gevorgyan, T. Kiss, H.G. Shirinyan, A.A. Movsisyan, T. Ohyama, M. Inoue, T. Matsushita, M. Takeo. Physica C, **363**, 113 (2001).
8. B.K. Kurghinyan. Proc. of the YSU, Phys. and Math. Sci., **227**, 53 (2012).

EVALUATING THE DEPTH OF WATER MEDIUM PROBING USING A MAGNETIC-FIELD RADIOFREQUENCY PROBE BASED ON A SINGLE-LAYER FLAT COIL

S.A. KHACHUNTS

In this work, the effective depth of sensing the aquatic environment by a sensor based on a single-layer flat coil was studied. A radiofrequency sensor of the ~40-50 MHz range with a diameter of the sensitive element (a flat coil) of ~8 mm was used. Plastic cuvettes filled with distilled water placed in front of the sensor were used as the test medium, the number of which was sequentially increased. The frequency of the sensor was measured depending on the number of cuvettes placed in front of the sensor. The character of changes in the registered frequency of the sensor depending on the thickness of the aqueous layer selected as the medium was revealed.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.250–254 (2023)

УДК 537.6

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-250

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ И YFeO_3

Д.А. БАГДАСАРЯН, Г.С. ГЕВОРКЯН, А.О. МАКАРЯН,
Ю.С. СААКЯН*, В.Р. ТАТЕВОСЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: yuri.sahakyan@edu.ystu.am

(Поступила в редакцию 22 марта 2023 г.)

Экспериментально исследовано оптическое детектирование наносекундного лазерного импульса в прозрачных в ИК области ферромагнитных монокристаллах железо-иттриевого граната и иттриевого ортоферрита при комнатной температуре. В качестве источника электромагнитного излучения был использован линейно поляризованный неодимовый лазер (длина волны 1.06 мкм), работающий в режиме модуляции добротности. Длительность импульса составляла ~20 нс, а пиковая мощность ~10 МВт. Установлено, что ферромагнитный детектор обладает достаточным быстродействием для регистрации наносекундных импульсов. Амплитуда детектированного сигнала сильно зависит от внешнего поля намагничивания и хорошо коррелирует с нелинейностью кривой статической намагниченности используемого образца ферромагнитного кристалла.

1. Введение

Ферромагнитные материалы широко используются в различных областях науки и технологий в качестве сердечников трансформаторов, электромагнитов и дросселей, в электромоторах и генераторах, в качестве постоянных магнитов и др. Создано множество приборов для управления излучением СВЧ, инфракрасного и оптического диапазонов (вращатели плоскости поляризации, вентили, циркуляторы и др. [1–4]). Ферромагнитные материалы используются также для записи и хранения информации.

Во многих исследованиях (см., например, [5, 6]) показана возможность переориентации магнитного момента ферромагнетика под воздействием ультракоротких лазерных импульсов, что может быть использовано для быстрой записи и воспроизведения информации. В работах [7, 8] экспериментально получены детектирование и преобразование частоты линейно-поляризованного амплитудно-модулированного излучения ИК и СВЧ диапазонов в намагниченном ферромагнетике при комнатной температуре.

В работах, представленных в сборниках [3, 4], нелинейные взаимодействия излучения СВЧ диапазона с ферромагнетиком происходят вследствие прецессии

магнитного момента вокруг намагничивающего поля и носят резонансный характер. Поэтому они практически не проявляются в инфракрасной и видимой областях. Обычно считается, что нелинейные эффекты в оптическом и ИК диапазонах не могут быть связаны с магнитной нелинейностью, т.к. магнитная проницаемость ферромагнитных материалов близка к единице [9]. В работе [6] предполагается, что наблюданную сверхбыструю переориентацию намагниченности ферромагнетика можно объяснить появлением нелинейной диэлектрической восприимчивости в оптической области. Однако такое объяснение чисто феноменологическое и физически не обосновано.

В работе [8] показано, что магнитный момент ферромагнитного образца в переменном магнитном поле наряду с затухающей прецессией осуществляет также колебательное движение с частотой переменного магнитного поля. При подмагничивании образца амплитуда колебаний магнитного момента зависит от наклона кривой намагничивания образца, которая в свою очередь зависит от внешнего подмагничивающего поля. Следовательно, вблизи нелинейной области кривой намагничивания в ферромагнетике могут возникнуть нелинейные колебания магнитного момента.

Таким образом, указанные выше нелинейные эффекты, выявленные при взаимодействии электромагнитного излучения с ферромагнитным веществом, разными авторами интерпретируются по-разному, и до сих пор остаются предметом дебатов. Следовательно, для полного выяснения механизма нелинейного взаимодействия электромагнитной волны с намагниченным ферромагнетиком необходимо провести дальнейшие исследования.

В настоящей работе экспериментально исследовано оптическое детектирование наносекундных лазерных импульсов в намагниченных монокристаллических ферромагнетиках железо-иттриевого граната – YIG ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) и иттриевого ортоферрита (YFeO_3) при комнатной температуре.

2. Экспериментальная часть

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В качестве источника импульсного излучения нами был использован неодимовый лазер (длина волны $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$), работающий в режиме модуляции добротности резонатора. Длительность лазерного импульса составлял $\sim 20 \text{ нс}$, а пиковая мощность $\sim 10 \text{ МВт}$. Лазерный пучок был линейно-поляризован.

Исследования оптического детектирования проводились в ферромагнитных монокристаллах железо-иттриевого граната и иттриевого ортоферрита, которые имеют окно прозрачности в диапазоне длин волн от ~ 1 до 5.5 мкм [2].

На длине волны неодимового лазера $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ коэффициент поглощения используемого нами образца YIG составил $\beta \approx 5 \text{ см}^{-1}$, а для образца ортоферрита – $\beta \approx 1 \text{ см}^{-1}$.

Ферромагнитный кристалл размещался на пути лазерного излучения так, чтобы направление магнитного поля H_{\sim} линейно-поляризованного лазерного излучения совпало с направлением внешнего подмагничивающего поля H_0 (рис.1). При таком расположении ферромагнитного образца воздействие магнитного

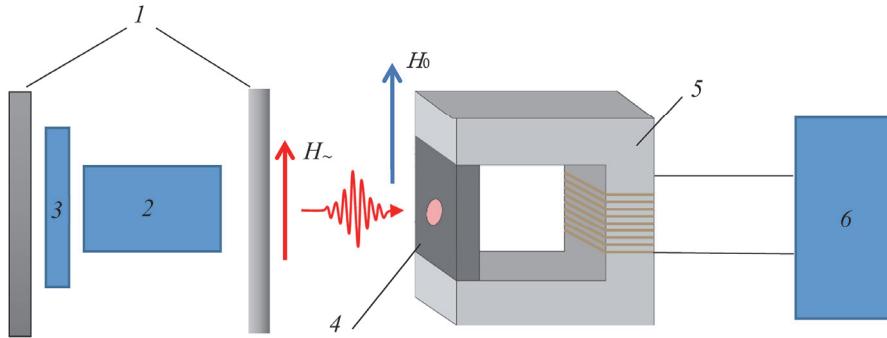


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – зеркала резонатора лазера, 2 – активный элемент лазера с системой накачки, 3 – пассивный модулятор, 4 – образец магнитного монокристалла, 5 – магнитный датчик (подковообразный феррит с катушкой индуктивности), 6 – осциллограф Tektronix TBS 1102.

поля лазерного импульса при определенном значении внешнего подмагничивающего поля приводит к изменению среднего значения магнитного момента. Для регистрации этого изменения (детектированного сигнала) нами был использован магнитный датчик, представляющий из себя подковообразный феррит с катушкой индуктивности 5 (рис.1). Выходной сигнал магнитного датчика регистрировался на осциллографе Tektronix TBS 1102.

3. Результаты и их обсуждение

Результаты измерений амплитуды детектированного сигнала в зависимости от внешнего подмагничивающего поля приведены на рис.2. Как и следовало ожидать, при отсутствии подмагничивающего поля детектированный сигнал тоже отсутствует. С увеличением поля подмагничивания амплитуда детектированного сигнала увеличивается до определенного максимума, после чего уменьшается с дальнейшим увеличением внешнего поля. При глубоком насыщении магнитного момента ферромагнитного образца детектированный сигнал полностью исчезает. Изменение направления магнитного поля приводит к изменению полярности детектированного сигнала.

При детектировании лазерного импульса с пиковой мощностью излучения ~ 10 МВт (диаметр пучка ~ 5 мм) максимальная амплитуда выходного сигнала

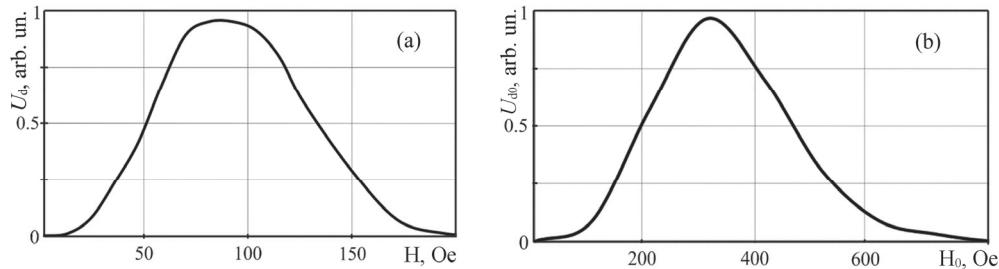


Рис.2. Зависимости амплитуд зарегистрированного сигнала от внешнего подмагничивающего поля: (а) для детектора на основе монокристалла YIG и (б) для детектора на основе монокристаллического иттриевого ортоферрита.

магнитного датчика на основе YIG с толщиной 0.4 мм составляла ~ 350 мВ. При детектировании с помощью детектора на основе ортоферрита с толщиной 10 мм амплитуда выходного сигнала составляла ~ 4 В.

Аналогичные результаты для зависимости амплитуды детектированного сигнала от внешнего подмагничивающего поля были получены в работе [7]. Однако в данной работе исследовалось детектирование излучения фемтосекундного лазера с частотой повторения импульсов ~ 80 МГц. Используемый ферритовый датчик не мог реагировать на изменения магнитного момента на таких высоких частотах, поэтому была применена дополнительная – низкочастотная (1 кГц) модуляция лазерного излучения. Таким образом, в работе [7] было зарегистрировано изменение среднего значения магнитного момента ферромагнитного образца.

В настоящей работе помимо исследований зависимости амплитуды детектированного сигнала от материала, размеров ферромагнитного образца и внешнего магнитного поля, исследовалась также возможность регистрации временной формы наносекундного лазерного импульса.

Временная форма лазерного импульса, зарегистрированного магнитным детектором на основе YIG представлена на рис.3а, а для сравнения на рис.3б представлена форма импульса на выходе детектора на основе фотодиода.

Отметим, что представленные сигналы получены после обработки (дифференцирования) зарегистрированных на осциллографе сигналов, т.к. в обоих случаях система регистрации интегрирует наносекундный сигнал. Интегрирование выходного сигнала ферромагнитного детектора в основном связано с наличием магнитного датчика на подковообразном феррите. Сравнение показывает, что длительности импульсов на половине высоты примерно равны и составляют ~ 20 нс.

Анализ полученных результатов и сравнение с результатами моделирования показывают, что экспериментально полученные значения амплитуды зарегистрированных сигналов хорошо коррелируют со статическими кривыми намагничивания ферромагнитных образцов. Следует отметить, что статические кривые намагничивания ферромагнитных образцов сильно зависят не только от материала самого образца, а также от формы, размеров образца и от параметров магнитного датчика.

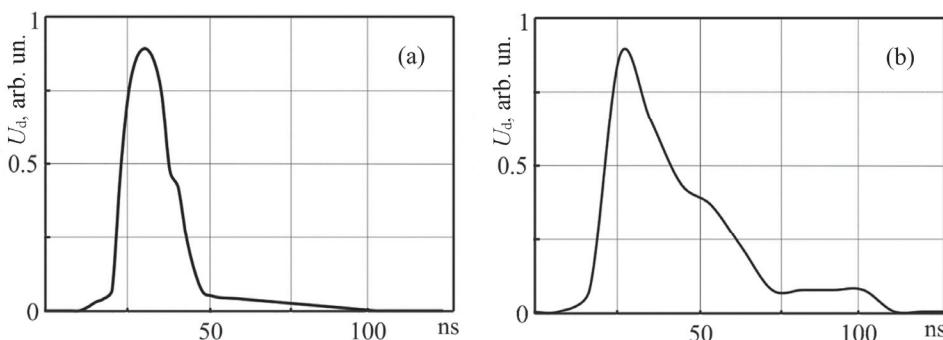


Рис.3. Временная форма лазерного импульса зарегистрированного: (а) магнитным детектором на монокристалле YIG и (б) полупроводниковым фотодиодом.

4. Заключение

Основываясь на результатах настоящего исследования, можно заключить, что механизм детектирования лазерного импульса полностью соответствует механизму, представленному в работах [7,8]. Результаты настоящей работы могут найти широкое практическое применение для управления параметрами электромагнитного излучения, для оптической записи, хранения и обработки информации и т.д. В частности, из результатов исследований следует, что на основе прозрачного ферромагнетика может быть построен достаточно быстродействующий фотодетектор для регистрации мощных лазерных импульсов оптического и ИК диапазонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.М. Яковлев, С.Ш. Гендев. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. Москва: Сов. Радио, 1975.
2. В.В Рандошкин., А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Москва, Энергоатомиздат, 1990.
3. Ферриты в нелинейных СВЧ устройствах. Сб. статей под ред. А.Г. Гуревича. Москва, ИИЛ, 1961.
4. Нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ. Сб. статей под ред. А.Л. Микаеляна. Москва, ИИЛ, 1963.
5. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, Th. Rasing. Nature, **435**, 655 (2005).
6. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, F. Hansteen, R.V. Pisarev, Th. Rasing. J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 043201 (2007).
7. R.M. Martirosian, A.H. Makaryan, V.M. Mekhitarian, V.R. Tadevosyan. JETP Letters, **99**, 435 (2014).
8. T.S. Yezekyan, A.H. Makaryan, V.R. Tadevosyan. Armenian J. Physics, **11**, 91 (2018).
9. L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Course of Theoretical Physics, Vol. **8**: Electrodynamics of Continuous Media Pergamon, New York, 1984.

INVESTIGATION OF NANOSECOND LASER PULSES OPTICAL DETECTION IN FERROMAGNETIC CRYSTALS $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ AND YFeO_3

D.H. BAGHDASARYAN, G.S. GEVORKYAN, A.H. MAKARYAN,
Y.S. SAHAKYAN, V.R. TADEVOSYAN

The optical detection of a nanosecond laser pulse in transparent ferrimagnetic single crystals of yttrium iron garnet and yttrium orthoferrite in the IR range at room temperature was experimentally studied. A linearly polarized neodymium laser (wavelength 1.06 μm) operating in the Q-switched mode was used as the source of electromagnetic radiation. The pulse duration was about 20 ns, and the peak power \sim 10 MW. It was found that the ferrimagnetic detector has sufficient response time to detect nanosecond laser pulses. The amplitude of the detected signal strongly depends on the external magnetic field, and correlates well with the nonlinearity of the static magnetization curve of the ferrimagnetic crystal sample used.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.255–261 (2023)

УДК 548.732

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-255

ВЕКТОРНЫЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ ПОЛЯ И ПОЛЯ ЗАРЯДОВ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

М.К. БАЛЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 февраля 2023 г.)

В предыдущих работах с помощью найденной векторной функции Грина электромагнитное поле в произвольным образом выбранном объеме представлено в векторной форме, включающей поверхностные и объемные интегралы. Поверхностные интегралы описывают дифракцию поля, создаваемого внешними по отношению к объему зарядами, а объемные интегралы описывают поля, создаваемые зарядами, движущимися внутри объема. В этой работе, в ранее найденных векторных формулах поля, перейдя к Фурье-образам, получены выражения для монохроматического электромагнитного поля. Получены также интегро-дифференциальные уравнения для монохроматического электромагнитного поля в немагнитной среде, в присутствии зарядов, совершающих заданное движение. С учетом того, что вместе учитываются как дифракционные поля, так и поля зарядов, совершающих заданное движение, а также поля индуцированных в среде зарядов, эти уравнения получены впервые.

1. Введение

В электродинамике электромагнитное поле зарядов определяют либо с помощью векторного и скалярного потенциалов [1,2], либо с помощью вектора Герца [3, 4]. В работе [5] в зависящем от времени случае были найдены электромагнитные поля в произвольном объеме, когда и внутри объема, и вне его находятся движущиеся заряды. Поля внутри объема выражаются через поверхностные и объемные интегралы. Использовалась векторная функция Грина, найденная в той же работе. Для векторной функции Грина были найдены два выражения. В работе [5] была использована одна из этих форм, а в работе [6] – вторая. Первая форма привела к выражению полей зарядов внутри объема через векторный и скалярный потенциалы, а использование второй формы привело к выражению для полей через вектор Герца.

В настоящей работе сначала кратко приведем формулы, полученные в работах [5,6], затем перейдем к рассмотрению гармонического случая (монохроматический случай). Здесь кратко остановимся также на случае среды, где под действием поля возникают индуцированные заряды.

2. Электромагнитное поле внутри выбранного объема

Изложение начнем с волновых уравнений, которым удовлетворяют электрическое и магнитное поля [5, 6]

$$\text{rotrot}\mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad \text{rotrot}\mathbf{B} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \text{rot}\mathbf{j},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}\mathbf{j} = 0.$$
(1)

Последнее уравнение соответствует закону сохранения заряда для плотности заряда ρ и плотности тока \mathbf{j} . Соответствующая векторная функция Грина удовлетворяет уравнению

$$\text{rotrot}\mathbf{G} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{G}}{\partial t^2} = \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \delta(t - t_p),$$
(2)

где (\mathbf{r}, t) – текущая координата и время, (\mathbf{r}_p, t_p) – координата точки наблюдения p и время наблюдения, \mathbf{f} – произвольный постоянный вектор и $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака. В работе [5] найдены два равных друг другу выражения для запаздывающей векторной функции Грина:

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, t_p - t) = \frac{\mathbf{f}}{4\pi R} \delta(t_p - t - R/c) - \frac{c^2}{4\pi} \text{gradiv} \left(\frac{\mathbf{f}}{R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right),$$
(3a)

$$\begin{aligned} \mathbf{G}(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}, t_p - t) &= -\text{rotrot} \left(\frac{c^2 \mathbf{f}}{4\pi R} (t_p - t - R/c) \theta(t_p - t - R/c) \right) \\ &\quad + c^2 \mathbf{f} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) (t_p - t) \theta(t_p - t), \end{aligned}$$
(3b)

где $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|$.

2.1. Нахождение полей с использованием первой формы векторной функции Грина

Используя первую форму (3a) в некотором выбранном объеме V с поверхностью S для электромагнитного поля, были найдены выражения [5]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t_p) &= \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_p} \oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{B})]}{R} dS + \text{rot}_p \oint_S \frac{[(\mathbf{E} \times \mathbf{n})]}{R} dS + \text{grad}_p \oint_S \frac{[\mathbf{E}\mathbf{n}]}{R} dS \right] \\ &\quad - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t_p} \int_V \frac{[\mathbf{j}]}{R} dV - \text{grad}_p \int_V \frac{[\rho]}{R} dV, \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}_p, t_p) &= -\frac{1}{4\pi} \left[\text{rot}_p \oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{B})]}{R} dS - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_p} \oint_S \frac{[(\mathbf{E} \times \mathbf{n})]}{R} dS - \text{grad}_p \oint_S \frac{[\mathbf{B}\mathbf{n}]}{R} dS \right] \\ &\quad + \frac{1}{c} \text{rot}_p \int_V \frac{[\mathbf{j}]}{R} dV, \end{aligned}$$
(4)

где символ $[\cdot]$ означает, что функция берется в запаздывающий момент $t_p - R/c$, индекс p у знаков дифференцирования означает дифференцирование по координатам точки наблюдения.

Так как объемные интегралы в (4) исчезают при отсутствии зарядов внутри объема, то они являются решениями неоднородных уравнений (1). Следовательно, поверхностные интегралы являются решениями однородных уравнений, соответствующих неоднородным уравнениям (1), и описывают дифракционные

поля, обусловленные полями движущихся вне объема зарядами. Выражения (4) в виде объемных интегралов содержат векторный и скалярный потенциалы $\mathbf{A} = c^{-1} \int_V [\mathbf{j}] / R dV$, $\phi = \int_V [\rho] / R dV$, причем поля зарядов, движущихся внутри объема, выражаются как $-c^{-1} \partial \mathbf{A} / \partial t_p - \text{grad}_p \phi$ и $\text{rot}_p \mathbf{A}$.

2.2. Нахождение полей с использованием второй формы векторной функции Грина

Если использовать вторую форму (3b) векторной функции Грина, то, как показано в работе [6], вместо (4) получим выражения через обобщенный вектор Герца, а не через потенциалы:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t_p) &= -\frac{c}{4\pi} \left[\text{rot}_p \text{rot}_p \oint_{-\infty}^{+\infty} S \oint \frac{(\mathbf{n} \times \mathbf{B}) \theta(t_p - t - R/c)}{R} dS dt + \frac{1}{c} \text{rot}_p \oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{E})]}{R} dS \right] \\ &\quad + \text{rot}_p \text{rot}_p \mathbf{Z} - 4\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(t_p - t) \mathbf{j}(\mathbf{r}_p, t) dt, \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}_p, t_p) &= -\frac{c}{4\pi} \left[-\text{rot}_p \text{rot}_p \oint_{-\infty}^{+\infty} S \oint \frac{(\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \theta(t_p - t - R/c)}{R} dS dt + \frac{1}{c} \text{rot}_p \oint_S \frac{[(\mathbf{n} \times \mathbf{B})]}{R} dS \right] \\ &\quad + \frac{1}{c} \text{rot}_p \frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial t_p}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь обобщенный вектор Герца имеет вид

$$\mathbf{Z}(\mathbf{r}_p, t_p) = \int_{-\infty}^{+\infty} V \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \theta(t_p - t - R/c)}{R} dV dt. \quad (6)$$

При выводе выражений (5) предполагалось, что $\mathbf{j}(\mathbf{r}, -\infty) = 0$, т.е. в бесконечно прошлом заряды были неподвижны и потом пришли в движение [7]. Особо отметим, что если в уравнениях (4) и (5) для полей возможно интегрирование по всему пространству, то поверхностные интегралы исчезают и остаются только объемные интегралы, которые в каждой точке пространства определяют поле зарядов и токов.

3. Монохроматические поля

Монохроматические поля можно найти либо прямо из выражений (4) и (5), либо же переходя от уравнений (1) и (2) к уравнениям для монохроматических полей и монохроматической векторной функции Грина, и сделать вывод, используя векторную функцию Грина монохроматического случая.

В данной работе мы получим монохроматические поля, исходя из уравнений (4) и (5) для нестационарного случая. Представим поля и векторную функцию Грина в виде интеграла Фурье по частотам

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (7)$$

и выполним то же самое для магнитного поля и векторной функции Грина с Фурье-образами, соответственно, \mathbf{B}_0 и \mathbf{u} , а также Фурье-образами плотности заряда и плотности тока ρ_0 и \mathbf{j}_0 , соответственно.

Подставим разложения (7) сначала в (4). Для Фурье образов получим следующие формулы:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= -\frac{i\omega}{c} \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}_0) G_s dS - \text{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) G_s dS + \text{grad}_p \oint_S (\mathbf{n} \mathbf{E}_0) G_s dS + \frac{4\pi i\omega}{c^2} \int_V \mathbf{j}_0 G_s dV \\ -4\pi \text{grad}_p \int_V \rho_0 G_s dV &= -\frac{i\omega}{c} \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}_0) G_s dS - \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) \times \text{grad} G_s dS - \oint_S (\mathbf{n} \mathbf{E}_0) \text{grad} G_s dS \\ +\frac{4\pi i\omega}{c^2} \int_V \mathbf{j}_0 G_s dV + 4\pi \int_V \rho_0 \text{grad} G_s dV, \quad (8)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathbf{B}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= \frac{i\omega}{c} \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) G_s dS - \text{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}_0) G_s dS + \text{grad}_p \oint_S \mathbf{n} \mathbf{B}_0 G_s dS \\ +\frac{4\pi}{c} \text{rot}_p \int_V \mathbf{j}_0 G_s dV &= \frac{i\omega}{c} \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) G_s dS - \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}_0) \times \text{grad} G_s dS - \oint_S (\mathbf{n} \mathbf{B}_0) \text{grad} G_s dS \\ +\frac{4\pi}{c} \int_V \mathbf{j}_0 \times \text{grad} G_s dV,\end{aligned}$$

где $G_s = e^{i\omega R/c} / (4\pi R)$ – скалярная функция Грина для монохроматического случая и удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\Delta G_s + \frac{\omega^2}{c^2} G_s = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p). \quad (9)$$

Формулы (8) получены дифференцированием как по координатам точки наблюдения, так и по текущим координатам. Приведенные формулы этим отличаются от обычно приводимых формул, в которых используется только дифференцирование по текущим координатам [4]. Поверхностные интегралы появляются за счет внешних полей по отношению к объему зарядов, а объемные интегралы описывают поля зарядов, находящихся внутри объема.

Теперь обратимся к выражениям для монохроматических полей, используя формулы нестационарного случая (5). Подставляя разложения (7) в (5), для монохроматических полей получим

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= -\frac{ic}{\omega} \text{rot}_p \text{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}_0) G_s dS - \text{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) G_s dS \\ +\frac{4\pi i}{\omega} \text{rot}_p \text{rot}_p \int_V \mathbf{j}_0 G_s dV - \frac{4\pi i \mathbf{j}_0(\mathbf{r}_p, \omega)}{\omega}, \quad (10) \\ \mathbf{B}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= \frac{ic}{\omega} \text{rot}_p \text{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) G_s dS - \text{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}_0) G_s dS \\ +\frac{4\pi}{c} \text{rot}_p \int_V \mathbf{j}_0 G_s dV.\end{aligned}$$

Дифракционные члены, т.е. члены с поверхностными интегралами для случая дифрагирующего отверстия и без зарядов, движущихся внутри объема,

получены в работах [8,9], а в общем случае объема с произвольной поверхностью и с движущимися зарядами внутри объема получены здесь впервые. Последний член в выражении электрического поля в (10) появляется по той причине, что мы рассматриваем поле также в точках, где находятся заряды. Этот член определяет правильную зависимость поля от плотности заряда. Действительно, из (10) имеем

$$\operatorname{div}_p \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p, \omega) = -\frac{4\pi i \operatorname{div}_p \mathbf{j}_0(\mathbf{r}_p, \omega)}{\omega} = 4\pi \rho_0(\mathbf{r}_p, \omega). \quad (11)$$

Здесь мы воспользовались законом сохранения заряда из (1).

Если в выражениях (8) и (10) возможен переход к интегралу по всему пространству, то поверхностные интегралы равны нулю, а остальные интегралы по объему дают поле зарядов и токов в каждой точке пространства.

4. Монохроматические поля в веществе

Кратко рассмотрим случай, когда объем, в котором определяется поле, заполнен веществом. Будем считать, что в рассматриваемом объеме существуют заряды, которые совершают заданное движение, а также под влиянием поля индуцируются заряды, плотность которых, как и плотность тока, зависит от приложенного поля. В соответствии с этим представим плотность тока и заряда в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2, \quad \rho = \rho_1 + \rho_2. \quad (12)$$

Здесь индексом 1 обозначены заданные токи и плотности зарядов, а индексом 2 – индуцированные. Индуцированные токи и плотности заряда в немагнитной среде выражаются через поляризацию, согласно формулам [3,7]

$$\mathbf{j}_2 = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad \rho_2 = -\operatorname{div} \mathbf{P}. \quad (13)$$

Соответственно, эти величины будут иметь свои Фурье-образы согласно (7), причем

$$\mathbf{j}_{20} = -i\omega \mathbf{P}_0, \quad \rho_{20} = -\operatorname{div} \mathbf{P}_0. \quad (14)$$

В случае линейного отклика среды и без пространственной дисперсии имеем:

$$\mathbf{P}_0(\mathbf{r}, \omega) = \chi(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega), \quad (15)$$

где χ – поляризуемость среды. Подставляя (15) в (10), находим

$$\begin{aligned} \epsilon(\mathbf{r}_p, \omega) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= -\frac{ic}{\omega} \operatorname{rot}_p \operatorname{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}_0) G_s dS - \operatorname{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) G_s dS \\ &+ \frac{4\pi i}{\omega} \operatorname{rot}_p \operatorname{rot}_p \int_V \mathbf{j}_{01} G_s dV - \frac{4\pi i \mathbf{j}_{01}(\mathbf{r}_p, \omega)}{\omega} + 4\pi \operatorname{rot}_p \operatorname{rot}_p \int_V \chi(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}_0 G_s dV, \\ \mathbf{B}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= \frac{ic}{\omega} \operatorname{rot}_p \operatorname{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) G_s dS - \operatorname{rot}_p \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{B}_0) G_s dS \\ &+ \frac{4\pi}{c} \operatorname{rot}_p \int_V \mathbf{j}_{01} G_s dV - \frac{4\pi i \omega}{c} \operatorname{rot}_p \int_V \chi(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}_0 G_s dV. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$ – диэлектрическая проницаемость среды.

Интегро-дифференциальные уравнения (16) для монохроматического электромагнитного поля внутри объема немагнитной среды, где учтены

дифракционные поля и поля как зарядов с заданным движением, так и индуцированных в среде зарядов, здесь получены впервые.

Если в (16) позволено перейти к интегрированию по всему пространству, то интегралы по поверхности исчезают. Поле внутри среды (точка наблюдения p находится внутри среды) определится как

$$\begin{aligned}\epsilon(\mathbf{r}_p, \omega)\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= \mathbf{E}_{0\text{out}}(\mathbf{r}_p, \omega) + \frac{4\pi i}{\omega} \text{rot}_p \text{rot}_p \int_V \mathbf{j}_{01} G_s dV - \frac{4\pi i \mathbf{j}_{01}(\mathbf{r}_p, \omega)}{\omega} \\ &+ 4\pi \text{rot}_p \text{rot}_p \int_V \chi(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}_0 G_s dV, \\ \mathbf{B}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= \mathbf{B}_{0\text{out}}(\mathbf{r}_p, \omega) + \frac{4\pi}{c} \text{rot}_p \int_V \mathbf{j}_{01} G_s dV - \frac{4\pi i \omega}{c} \text{rot}_p \int_V \chi(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}_0 G_s dV,\end{aligned}\quad (17)$$

а вне среды (точка наблюдения p находится вне среды) как

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= \mathbf{E}_{0\text{out}}(\mathbf{r}_p, \omega) + \frac{4\pi i}{\omega} \text{rot}_p \text{rot}_p \int_V \mathbf{j}_{01} G_s dV + 4\pi \text{rot}_p \text{rot}_p \int_V \chi(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}_0 G_s dV, \\ \mathbf{B}_0(\mathbf{r}_p, \omega) &= \mathbf{B}_{0\text{out}}(\mathbf{r}_p, \omega) + \frac{4\pi}{c} \text{rot}_p \int_V \mathbf{j}_{01} G_s dV - \frac{4\pi i \omega}{c} \text{rot}_p \int_V \chi(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}_0 G_s dV,\end{aligned}\quad (18)$$

где $\mathbf{E}_{0\text{out}}(\mathbf{r}_p, \omega)$ и $\mathbf{B}_{0\text{out}}(\mathbf{r}_p, \omega)$ – поля зарядов вне объема, и определены как

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{0\text{out}}(\mathbf{r}_p, \omega) &= \frac{4\pi i}{\omega} \text{rot}_p \text{rot}_p \int_{V_1} \mathbf{j}_{0\text{out}} G_s dV_1, \\ \mathbf{B}_{0\text{out}}(\mathbf{r}_p, \omega) &= \frac{4\pi}{c} \text{rot}_p \int_{V_1} \mathbf{j}_{0\text{out}} G_s dV_1.\end{aligned}\quad (19)$$

Интегрирование производится по объему V_1 , где находятся внешние заряды. Мы предполагали, что точки наблюдения вне среды не находятся внутри объема внешних зарядов.

Уравнения (17) – интегро-дифференциальные уравнения, тогда как уравнения (18) определяют поле вне среды, после его нахождения внутри среды. Уравнения для электрического поля можно решить независимо от магнитного поля, которое можно найти после нахождения электрического поля.

Уравнения (17) и (18) в случае, когда внутри среды нет зарядов, совершающих заданное движение, а только индуцированные заряды, т.е. когда $\mathbf{j}_{01} = 0$, обсуждаются и решены для однородных немагнитных сред, т.е. когда $\epsilon = \text{const}$, в монографии [3].

Уравнения (16)–(18), где учитывается также вклад зарядов, совершающих заданное движение, получены впервые.

5. Заключение

В настоящей работе, являющейся продолжением работ [5, 6], продолжается исследование векторной теории дифракции и полей заряженных частиц. Исследуются монохроматические поля, т.е. поля, гармонически зависящие от времени. В этой работе, исходя из полученных ранее выражений, сделан переход к

гармонически зависящему от времени случаю. Если эти выражения через потенциалы совпадают с ранее известными выражениями, то для случая с вектором Герца получены впервые. Кроме того, рассмотрен случай немагнитной среды, когда в среде индуцируются заряды. В случае линейного отклика среды получены интегро-дифференциальные уравнения для электромагнитного поля. В этих уравнениях учитываются как дифракционные поля, так и поля зарядов, совершающих заданное движение, и поля индуцированных зарядов. Эти уравнения получены впервые.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.D. Jackson.** Classical Electrodynamics. New York: Wiley, 1998.
2. **L.D. Landau, E.M. Lifshits.** Course of Theoretical Physics v. 2. The Classical Theory of Fields, London: Athenaum Press, 1996.
3. **M. Born, E. Wolf.** Principles of Optics, Oxford: Pergamon Press, 1980.
4. **U.J.A. Stratton.** Electromagnetic Theory, New York: McGraw-Hill, 1941.
5. **M.K. Balyan.** J. Contemp. Phys., **57**, 331 (2022).
6. **M.K. Balyan.** J. Contemp. Phys., **58** (2023) (в печати).
7. **B.G. Levich.** Theoretical Physics, An advanced text, v. 1, Theory of the Electromagnetic Field, Theory of Relativity, Amsterdam, London: North-Holland Publishing Company, 1970.
8. **W. Franz.** Z. Naturforschg, **3a**, 500 (1948).
9. **A. Sommerfeld.** Optics, New York: Academic Press, 1954.

VECTOR MONOCHROMATIC DIFFRACTION FIELDS AND FIELDS OF CHARGES IN ELECTRODYNAMICS

M.K. BALYAN

In previous works, using the found vector Green's function, the electromagnetic field in an arbitrarily chosen volume is represented in vector form using surface and volume integrals, with surface integrals describing the diffraction of the field created by charges external to the volume, and volume integrals describing the fields created by charges moving inside the volume. In this work, in these found vector formulas of the field, passing to Fourier images, expressions for a monochromatic electromagnetic field are obtained. Integrodifferential equations are also obtained for a monochromatic electromagnetic field in a non-magnetic medium, in the presence of charges with given motion. Since both diffraction fields and the fields of charges with given motion, as well as the fields of charges induced in the medium, are considered, these equations are obtained for the first time.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.262–267 (2023)

УДК 548.732

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-262

РЕНТГЕНОВСКИЙ ТРЕХ-КРИСТАЛЬНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С РУЧНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

Г.Р. ДРМЕЯН, К.Г. ТРУНИ*, Т.Р. МУРАДЯН, А.В. ШАХВЕРДЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

*e-mail: ktrouni@hotmail.com

(Поступила в редакцию 18 октября 2022 г.)

Сконструирован рентгеновский трехблочный интерферометр с тонкой шейкой между блоком-анализатором и зеркальным блоком. Взаимное расположение этих блоков изменяется с помощью тонкого рычага с грузом на конце, что позволяет осуществить вращение блока-анализатора при неподвижных блоках расщепителя и зеркального блока. Секционные топограммы интерференционных картин при различных вращающих моментах показывают, что на зарегистрированных муаровых картинах преобладает ротационный муар. С увеличением механического вращающего момента период муаровых полос увеличивается, а при определенном значении момента картина исчезает и интерференционное поле становится однородным, а это означает, что интерферометр становится «идеальным». Дальнейшее увеличение вращающего момента приводит к появлению ротационного муара с изменением знака угла наклона интерференционных полос. Данна теоретическая интерпретация всем наблюдаемым явлениям.

1. Введение

Рентгеновская интерферометрия является одним из высокочувствительных методов обнаружения различного типа нарушений структуры кристаллической решётки, определения коэффициентов преломления аморфных и кристаллических материалов, измерения малых перемещений ($\sim 10^{-10}$ м) и поворотов ($\sim 10^{-2}$ – 10^{-3} угловых секунд). Возникающая из-за относительных дилатаций и поворотов кристаллических блоков интерферометра муаровая картина, как правило, сопровождает интерференционную картину рентгеновских интерферометров [1].

Высокая чувствительность рентгено-интерферометрического муара позволяет зарегистрировать дифракционные изображения дислокаций в виде избыточных полос муара [2,3], а также дальнее деформационное поле смещения дислокаций.

Однако интерференционная картина в рентгеновских интерферометрах возникает и в том случае, когда в блоках интерферометра отсутствуют относительные дилатации и повороты. В рентгеновской интерферометрии расщепление волнового фронта осуществляется брэгговской дифракцией рентгеновского

пучка на кристаллическом блоке-расщепителе и таким образом представляет собой двухлучевую схему интерферометрии. Возникающая интерференционная картина рентгеновских интерферометров определяется пространственным распределением фаз волн последовательно дифрагировавших на кристаллических блоках. Это распределение, в свою очередь, определяется многими факторами, такими как характеристики исходного рентгеновского пучка, структурные искажения внутри отдельных блоков, дилатации и повороты кристаллических пластин относительно друг друга, отклонения от «идеальности геометрии» интерферометра [4–6], деформация волновых фронтов интерферирующих пучков при их распространении в вакууме, приводящая к существенному перераспределению фаз в этих пучках [7]. Детальный анализ этих явлений требует строгого учёта всех факторов, влияющих на характер распределения интерференционного волнового поля.

Рассмотренная нами схема рентгеновского интерферометра (рис.1) является аналогом двухлучевой интерферометрии [6]. Благодаря дифракционному стягиванию рентгеновских волновых пакетов при распространении в вакууме в двух интерферирующих пучках образуются два фокусных пятна, смещенных друг относительно друга в плоскости дифракции. Как известно, фокусируются волновые пакеты, соответствующие слабопоглощающимся модам волнового поля. Аномально слабое интерференционное поглощение в кристаллических блоках интерферометра даёт возможность при рассмотрении интерференционных явлений пренебречь вкладом сильно поглощающейся (не фокусирующейся) моды и связанными с ней интерференционными явлениями. Последнее позволяет выделить из сложного интерференционного поля более простую картину.

Следует отметить, что как муаровые полосы, так и картины дефокусировки довольно часто являются мешающими факторами [8, 9] в некоторых важных применениях рентгеновских интерферометров. В частности, в тех, которые посвящены исследованиям рентгено-интерференционных изображений различных объектов и веществ, введенных в интерферометр. В особенности это относится к

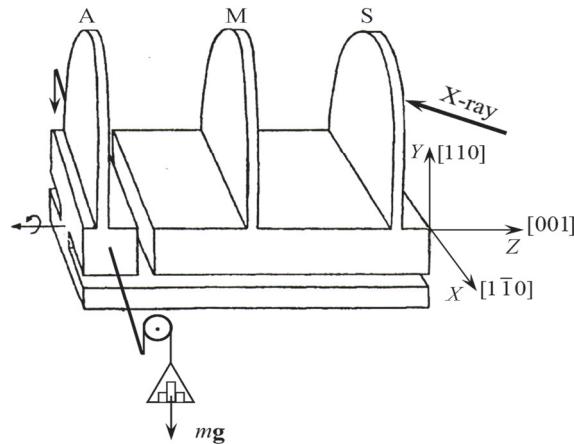


Рис.1. Трех-кристалльный рентгеновский интерферометр с шейкой между блоками M (зеркало) и A (анализатор).

задачам по восстановлению изображения с помощью фазового контраста [10–14], а также к задачам по определению характеристик временной когерентности различных излучений [14].

2. Теоретический анализ

Согласно теории динамической дифракции рентгеновских пространственно-неоднородных волновых пакетов лучей [15,16], волновые функции дифрагированных полей, состоящих из проходящих и отраженных волн, могут быть представлены в виде суммы блоховских волн [14]:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \Psi_0(\mathbf{r})e^{-2\pi i k_0 r} + \Psi_h(\mathbf{r})e^{-2\pi i (\mathbf{k}_0 + \mathbf{h}) \cdot \mathbf{r}}, \quad (1)$$

где амплитудные функции $\psi_0(\mathbf{r})$ и $\psi_h(\mathbf{r})$ являются макроскопическими функциями координат с характерной длиной неоднородности – экстинкционной длины, в противоположность экспоненциальному фазовому функциям, которые являются микроскопическими функциями координат с характерной длиной пространственной неоднородности длины волны исходной рентгеновской волны. \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_h – волновые векторы соответствующих волн и связаны условием Брэгга в обратной решетке:

$$\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{h}, \quad (2)$$

где \mathbf{h} – вектор дифракции.

При последовательной дифракции этих волн в пластинках интерферометра фазовые функции в (1) приобретают дополнительный фазовый скачок равный

$$\Delta\alpha = 2\pi(\mathbf{h}' - \mathbf{h}) \cdot \mathbf{r}, \quad (3)$$

где \mathbf{h}' и \mathbf{h} – векторы дифракции для пластин с разориентированной и без нее, соответственно. Исходя из вышеизложенного, для кристаллической системы с тремя пластинами при последовательной дифракции пучков в пластинках для векторов дифракции интерферирующих пар на выходе интерферометра будем иметь для проходящей пары:

$$(0, \mathbf{h}_M, -\mathbf{h}_A), \quad (4a)$$

а для отраженной пары:

$$(\mathbf{h}_S, -\mathbf{h}_M, \mathbf{h}_A), \quad (4b)$$

где индексы S, M, A относятся к расщепителю, зеркальному блоку и анализатору, соответственно. Из (4a,b) следует, что период муаровых полос будет одинаковым для обеих пар интерферирующих пучков и определится как

$$\Lambda = \frac{1}{|2\mathbf{h}_M - \mathbf{h}_A - \mathbf{h}_S|} = \frac{1}{|\Delta\mathbf{h}|}. \quad (5)$$

Заметим также, что муаровые полосы перпендикулярны $\Delta\mathbf{h}$, при этом для дилатационного муара $\Delta\mathbf{h} \parallel \mathbf{h}$, а для ротационного (поворотного) $\Delta\mathbf{h} \perp \mathbf{h}$. Следовательно, для дилатационного муара полосы будут перпендикулярны \mathbf{h} , а для поворотного муара параллельны \mathbf{h} .

В качестве примера рассмотрим общий случай, когда во всех блоках присутствуют как дилатации, так и повороты:

$$\begin{aligned}\mathbf{h}_S &= \frac{\mathbf{n}_{\parallel}}{d_0 + \Delta d_S} + \frac{\mathbf{n}_{\perp} \varphi_S}{d_0} + \mathbf{h}, \quad \mathbf{h}_M = \frac{\mathbf{n}_{\parallel}}{d_0 + \Delta d_M} + \frac{\mathbf{n}_{\perp} \varphi_M}{d_0} + \mathbf{h}, \\ \mathbf{h}_A &= \frac{\mathbf{n}_{\parallel}}{d_0 + \Delta d_A} + \frac{\mathbf{n}_{\perp} (\varphi_A + \Delta \varphi)}{d_0} + \mathbf{h},\end{aligned}\tag{6}$$

где Δd_S , Δd_M , Δd_A – дилатации межплоскостных расстояний, φ_S , φ_M , φ_A – углы поворота вектора дифракции, соответственно, $\Delta \varphi$ – дополнительный угол поворота вектора дифракции блока A под воздействием механического момента (рис.1), \mathbf{n}_{\parallel} и \mathbf{n}_{\perp} – единичные векторы с $\mathbf{n}_{\parallel} \parallel \mathbf{h}$, $\mathbf{n}_{\perp} \perp \mathbf{h}$. В соответствии с (3), периоды дилатационного и поворотного муара будут равны:

$$\Lambda_d = \frac{d^2}{\Delta d_S - 2\Delta d_M + \Delta d_A}, \quad \Lambda_{\varphi} = \frac{d}{\varphi_S - 2\varphi_M + \varphi_A + \Delta \varphi}$$

а полный период

$$\Lambda = \sqrt{\Lambda_d^2 + \Lambda_{\varphi}^2}. \tag{8}$$

При последовательной дифракции пучка квазиамплитуды отраженного и проходящего пучка в данной пластине определяются сверткой соответствующей квазиамплитуды исходного пучка и функций влияния точечных источников [16, 17], которые в свою очередь определяются функцией Грина для соответствующих уравнений с частными производными гиперболического типа. Последовательное применение этой формулы определяет пространственное распределение амплитуды (интенсивности) дифрагированных волн в каждой пластине. Очевидно, что с точки зрения оптических принципов формирования муаровых картин в трех-кристальной системе с достаточно толстыми пластинами бормановское поглощение не имеет существенной роли. Оно лишь исключает одну из волновых мод из процесса формирования интерференционного поля, тем самым исключая наложение других интерференционных эффектов с муаром, как например, маятниковый эффект. В результате интерференционное поле обуславливается фазовыми скачками, приведенными в (3) и (4а).

Так, если периоды решеток одинаковы, т.е. $d_S = d_M = d_A$, но отличаются ориентировкой, то получается чисто ротационный муар с периодом

$$\Lambda_R = \frac{d}{\varphi_S - 2\varphi_M + (\varphi_A + \Delta \varphi)}. \tag{9}$$

3. Экспериментальная часть

Для регистрации картин, вызванных поворотом блока-анализатора Лауз-интерферометра, из высокосовершенного монокристалла кремния был изготовлен специальный трех-кристальный интерферометр (рис.1). Такая конструкция интерферометра впервые была использована в [1] с целью получения изображений дислокаций и определения индексов вектора Бюргерса.

Толщина каждого блока интерферометра приблизительно равна 0.8 мм, ширина 18 мм, высота 14 мм, межблочные расстояния 14 мм, длина шейки 6.4 мм, длина стороны квадратного сечения шейки 3.2 мм, длина рычага 27 мм. Использовано излучение $\text{Cu}K\alpha$ ($\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$). Части основания, соединяющие блоки зеркало и анализатор, были сделаны в виде шейки, что позволяло вращать

только блок-анализатор. Весь интерферометр был закреплен на столике гoniометра так, чтобы при повороте блока-анализатора остальная часть интерферометра оставалась неподвижной и недеформированной. Для осуществления вращения блока-анализатора был прикреплен тонкий рычаг (рис.1). Вращающие моменты изменялись от 0 до 12.32×10^{-4} Н м с интервалом 1.76×10^{-4} Н м. Секционные топограммы муаровых картин приведены на рис.2.

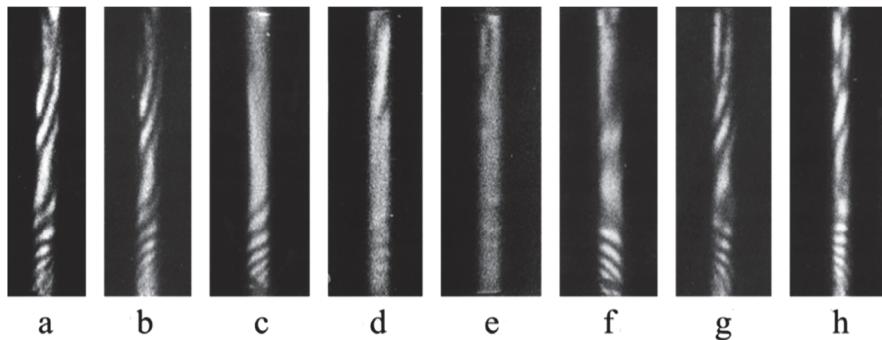


Рис.2. Секционные топограммы муаровых полос для различных значений вращающих моментов: (a) 0, (b) 1.76×10^{-4} , (c) 3.52×10^{-4} , (d) 5.28×10^{-4} , (e) 7.04×10^{-4} , (f) 8.80×10^{-4} , (g) 10.56×10^{-4} , (h) 12.32×10^{-4} (Н м).

После регистрации исходной интерферограммы (до приложения вращательного момента) была зарегистрирована серия секционных интерферограмм при различных значениях вращающего момента (рис.2b–h). Как следует из рис.2a, в начальной муаровой картине от интерферометра преобладает ротационный муар в нижней части и дилатационный – в верхней части рис.2a. Этот факт объясняется тем, что ближе к общему жесткому основанию интерферометра дилатации малы, а относительные повороты значительны. С увеличением вращающего момента ротационная часть становится преобладающей (рис.2b–c), ее период увеличивается, что означает уменьшение суммарного угла поворота в (9). При определенном значении вращающего момента поворотный муар исчезает (рис.2e), а интерференционная картина становится почти однородной, т.к. углы поворотов компенсируют друг друга

$$\varphi_s - 2\varphi_m + (\varphi_A + \Delta\varphi) = 0, \quad (10)$$

а дилатационный муар не наблюдается из-за большого периода (малости относительной дилатации $\Delta d/d$). Дальнейшее увеличение вращающего момента приводит к появлению муаровых полос с обратным наклоном по отношению к горизонтальной оси z (рис.2). Это означает, что суммарный угол поворота отражающих плоскостей меняет знак.

4. Заключение

Сконструирован трехкристальный рентгеновский интерферометр с механической настройкой угла поворота блока-анализатора с жестко закрепленной основой двух других пластин интерферометра. Такая конструкция позволяет осуществить контролируемые повороты анализатора относительно зеркального блока с точностью до 10^{-2} угловых секунд.

При определенном значении вращающего момента муар исчезает и интерференционное поле становится однородным, т.е. интерферометр становится «идеальным», что очень важно в прикладных задачах, посвященных исследованиям рентгено-интерференционных изображений различных объектов и веществ, введенных в интерферометр. В частности, это относится к задачам по восстановлению изображения объектов с помощью фазового контраста, а также к задачам по определению характеристик временной когерентности различных излучений и других применений.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта № 21AG-1C069.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M. Hart.** Phil. Mag., **26**, 821 (1972).
2. **U. Bonse, M. Hart.** Zeit. Phys., **190**, 455 (1966).
3. **H.R. Drmeyan.** J. Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, **9**(2), 336 (2015).
4. **U. Bonse, E. te Kaat.** Zeit. Phys., **243**, 14 (1971).
5. **G.M. Aladzhadzhyan, P.H. Besirganyan, A.K. Kocharyan, K.G. Trouni.** Phys. Stat. Sol. (a), **58**, 651 (1980).
6. **K.G. Trouni, L.A. Arutyunyan.** Phys. Stat. Sol. (a), **92**, 369 (1985).
7. **K.G. Trouni, V.R. Kocharyan, D.E. Bagdasaryan, A.V. Shahverdyan.** J. Contemp. Phys., **57**, 303 (2022).
8. **T. Eyramjyan, T. Mnatsakanyan, M. Balyan.** Acta Cryst., (a), **74**, 595 (2018).
9. **T. Eyramjyan, M. Mesropyan, T. Mnatsakanyan, M. Balyan.** Acta Cryst. (a), **76**, 390 (2020).
10. **T. Ishikava et all.** Nature Photonics, **6**, 540 (2012).
11. **A. Yoneyama, A. Momose, K. Hirano, T. Takeda, Y. Itai.** Rev. Sci. Instr., **70**, 4582 (1999).
12. **T. Takeda, A. Momose, Q.Yu.** J. Synchr. Rad., **7**, 280 (2000).
13. **S. Tao, C. He, X. Hao, C. Kuang, X. Liu.** Review. MDPI. Appl. Sci., **11**, 2971 (2021).
14. **T. Osaka, T. Hirano, Y. Morioka.** IUCrJ, **4**, 728 (2017).
15. **A. Authier.** Dynamical Theory of X-ray Diffraction. New York, Oxford University Press, 2001.
16. **V.L. Indenbom, I.Sh. Slobodezki, K.G. Truni.** Sov. Phys. JETP, **39**, 542 (1974).
17. **В.Л. Инденбом, Ф.Н. Чуховский.** УФН, **107**, 229 (1972).

X-RAY THREE-CRYSTAL INTERFEROMETER WITH MANUAL CONTROL

H.R. DRMEYAN, K.G. TROUNI, T.R. MURADYAN, A.V. SHAHVERDYAN

An X-ray three-block interferometer with a thin neck between the analyzer block and the mirror block was designed. The mutual arrangement of these blocks is changed with the help of thin levers with weights at the ends, which make it possible to rotate the analyzer block with the splitter blocks (S) and the mirror block fixed. Sectional topograms of interference patterns at different torques show that rotational moiré prevails in the recorded moiré patterns. With an increase in the mechanical torque, the period of the moiré fringes increases, and at a certain value of the moment, the moiré pattern disappears, and the interference field becomes uniform, which means that the interferometer becomes “ideal”. A further increase in the torque leads to the appearance of a rotational moiré with a change in the sign of the slope of the interference fringes. A theoretical interpretation of all observed phenomena is given.

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.268–276 (2023)

УДК 541.64

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.2-268

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА С МЕТИЛОВЫМ ФИОЛЕТОВЫМ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

П.О. ВАРДЕВАНЯН*, М.А. ШАГИНЯН, М.А. ПАРСАДАНЯН,
С.В. ГРИГОРЯН, В.П. КАЛАНТАРЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: p.vardevanyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 января 2023 г.)

Исследовано влияние электромагнитных волн миллиметрового диапазона (ММ ЭМВ) на взаимодействие метилового или кристаллического фиолетового с сывороточным альбумином человека (САЧ) с помощью методов УФ-денатурации, флуоресцентной и КД (круговой дихроизм) спектроскопии. Показано, что воздействие ММ ЭМВ приводит к ослаблению стабильности САЧ и понижению силы взаимодействия между САЧ и метиловым фиолетовым (МФ). Выявлено также, что влияние ММ ЭМВ нерезонансными для воды частотами, которые воздействуют прямо на структуру САЧ изменяет его вторичную структуру, в то время как облучение резонансной для воды частотой не вызывает структурных изменений, однако ослабляет стабильность в большей степени.

1. Введение

В настоящее время интенсивность радиочастотных электромагнитных волн в окружающей среде стремительно растет, и вопрос защиты живого материала от этого физического фактора становится большой проблемой, требующей серьезного изучения и разработки различных средств против возможной опасности [1,2]. Электромагнитные волны миллиметрового диапазона (ММ ЭМВ) занимают особое место среди радиочастотных волн. Это обусловлено тем, что волны данного диапазона имеют широкое применение в разных сферах нашей жизни, например, в высокоскоростных беспроводных сетях [3,4], радарах [5] и т.д. С другой стороны, естественный фон ММ ЭМВ на Земле не высок [6], что означает, что адаптационные ресурсы биологических систем не были развиты в ходе эволюции, чтобы должным образом защитить их от возможных повреждений. В настоящее время ММ ЭМВ используются также в физиотерапевтических процедурах: литературные данные свидетельствуют, что ММ ЭМВ терапия приводит к увеличению уровня иммунной резистентности, изменениям активности ферментов, уничтожает микроорганизмы и меняет термостабильность ДНК и белков [7,8].

Среди указанных проблем весьма актуально исследовать влияние ММ ЭМВ

на биомакромолекулы, в частности на их комплексообразование с маленькими молекулами- лигандами. Альбумин в крови позвоночных находится в больших количествах, и его концентрация в плазме составляет 40–50 мг/мл, что составляет почти 60% содержания белков в плазме. С другой стороны, альбумин является одним из самых подробно исследованных белков [9]. Для настоящего исследования выбрали сывороточный альбумин человека (САЧ). САЧ обладает молекулярной массой 66.5 кДа, состоит из 585 аминокислот. Третичная структура САЧ состоит из трех доменов (I–III), каждый из которых, в свою очередь, содержит два суб-домена (A и B), стабилизованных 17-ю дисульфидными мостиками. Эти два суб-домена представляют интерес с той точки зрения, что связываются с разными лигандами [10,11]. САЧ оценивается также с фармацевтической точки зрения, поскольку он обладает свойством связывать и нести лекарственные препараты, эндогенные и экзогенные субстанции [8–11]. Благодаря основной транспортной функции альбумины, в том числе САЧ, широко используются в модельных исследованиях с целью выявления особенностей взаимодействий белок–лиганд.

Среди лигандов, являющихся лекарственными препаратами и различными физиологическими субстанциями, метиловый фиолетовый (МФ) является значимым объектом для изучения благодаря его некоторым свойствам. МФ, известный также как кристаллический фиолетовый (КФ) (молекулярная формула $C_{25}H_{30}ClN_3$, молекулярный вес – 408 Да), является трифенилметановым красителем, который используется как биологический краситель, фунгицид в сельском хозяйстве и лекарственный препарат наружного применения для кожных заболеваний [12]. Он также обладает хорошей стерилизацией, низкой токсичностью и гормезисом [13]. Ранее было показано, что при взаимодействии с САЧ, МФ образует комплекс [13].

Целью данной работы являлось исследование взаимодействия МФ с САЧ под воздействием ММ ЭМВ с использованием спектральных методов. Спектральные методы являются мощным инструментом для изучения топологии мест связывания и конформационных изменений, имеющих место при связывании лиганда с макромолекулой [14].

2. Материалы и методы исследований

В экспериментах использованы 1%-ный раствор сывороточного альбумина человека (“Sigma”, USA), метиловый фиолетовый (“Sigma”, USA) и физиологический раствор. Концентрация МФ определена спектрофотометрически, с использованием следующего значения коэффициента экстинкции $-\varepsilon_{590} = 87000 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$. Усреднение данных проведено из 5-и значений. Измерения проводились в термостатируемых ячейках с использованием кварцевых кювет с длинной оптического пути 1 см, объемом 3 мл и герметически закрывающимися крышками. Во всех экспериментах ошибка составляла 5–10%.

Раствор САЧ облучали ММ ЭМВ с частотами 41.8 и 64.5 ГГц. Выбор этих двух частот основан на том, что облучение частотами в интервале 41.8–42.2 ГГц значительно воздействует на биологические системы [15, 16], частота 64.5 ГГц

является резонансной частотой для воды [17]. Длительность облучения составляла 1 час, что оказалось оптимальным по результатам наших ранних исследований [8,18]. После облучения раствора САЧ изготавливали раствор комплекса САЧ–МФ для измерения УФ-денатурации, затем раствор МФ титровали облученным раствором САЧ для флуоресцентных измерений и наконец – облученный раствор САЧ титровали раствором МФ для КД измерения. Источником ММ ЭМВ служили генераторы Г4-141 и Г4-142 (“Исток”, Фрязино, РФ) с рабочими интервалами частот 37.5–53.5 ГГц и 53.57–78.33 ГГц, соответственно, и плотностью потока мощности ≈ 5 мкВт/см² при мощности на выходе 8 мВт. Данное значение плотности потока мощности регистрировали на месте расположения образца. Мощность генератора на выходе измеряли головкой термистора М5-49 и ваттметром М3-10А (“Исток”, Фрязино, РФ). Частоту выходного сигнала контролировали волномером СН2-25 (“Исток”, Фрязино, РФ). Частота стабильности генератора в постоянном волновом режиме была равна ± 15 МГц. Облучение растворов образцов проводилось в дальней зоне цилиндрообразной антенны с отверстием с размерами 32×32 мм² на расстоянии 250 мм от плоскости излучения антенны. Электромагнитное поле было гомогенным. Образец облучали со стороны верхней части стеклянного контейнера с диаметром 6 см, где толщина раствора составляла 1 мм, что позволило лучам полностью проникать в объем раствора. Облучение образца проведено в чашках Петри, покрытых тонкой, проницаемой оболочкой, что препятствует испарению воды в процессе облучения. Специфический коэффициент поглощения (SAR), рассчитанный по методу, описанному в работе [19], равняется 20 мкВт/кг, что делает невозможным любой термический эффект. Одновременно ложно-облучались контрольные растворы, с которыми сравнивали облученные образцы. С целью получения ложно-облученных контрольных образцов, приготавливали растворы, которые располагали в зоне облучения в течение 1 часа, при этом генератор был включен, но выходная мощность приравнивалась к нулю.

Облученные и ложно-облученные (не облученные) комплексы САЧ с МФ помещались в ячейки UV–VIS спектрофотометра Perkin Elmer Lambda 365 (Нидерланды) и температуру растворов повышали в кюветах с помощью устройства, контролирующего температуру до 90°C со скоростью повышения 0.5°C/мин. Комплексы приготавливали, добавляя к раствору МФ облученные и необлученные растворы САЧ. Концентрационное соотношение МФ/САЧ комплексов равно 1/10. Термическая денатурация началась от 50°C и продолжалась до 90°C. При каждом шаге (через каждую минуту) значения температуры и соответствующей абсорбции фиксировались на ПК. Значения поглощений фиксировали при длине волны $\lambda = 280$ нм. После получения всех данных, были построены кривые денатурации – зависимости степени денатурации ($I-\theta$) от температуры $T^{\circ}\text{C}$. Методология построения кривых денатурации описана в работе [20]. Из кривых денатурации определены параметры денатурации – температура денатурации T_m и ширина интервала денатурации ΔT . По изменениям этих значений можно судить о вариациях термостабильности комплексов.

Флуоресцентные измерения были проведены на спектрофлуориметре Cary Ecplise (Австралия). Возбуждение образца проведено при длине волны 590 нм. Спектры флуоресценции регистрировались в интервале $650 \leq \lambda \leq 720$ нм. Этот интервал выбрали во избежание одновременного поглощения лиганда и САЧ. После регистрации спектра флуоресценции чистого лиганда раствор лиганда титровали необлученным и облученным растворами САЧ при концентрационных соотношениях лиганд/САЧ = 1/2–1/10.

Измерения КД проведены на спектрофотометре Olis TM DSM20 КД (США). Спектры КД растворов САЧ регистрировали в интервале $200 \leq \lambda \leq 350$ нм. После регистрации спектров чистого раствора облученного и необлученного САЧ раствор белка титровали раствором МФ. Концентрационное соотношение лиганд/САЧ варьировало от 1/10 до 1/2.

3. Результаты и их обсуждение

Кривые денатурации облученного и необлученного САЧ с МФ представлены на рис.1. Ранее нами было показано, что взаимодействие МФ с САЧ приводит к стабилизации последнего по сравнению с чистым белком [22]. Из рисунка видно, что облучение ММ ЭМВ дестабилизирует комплекс, и степень дестабилизации различна в зависимости от воздействующей частоты.

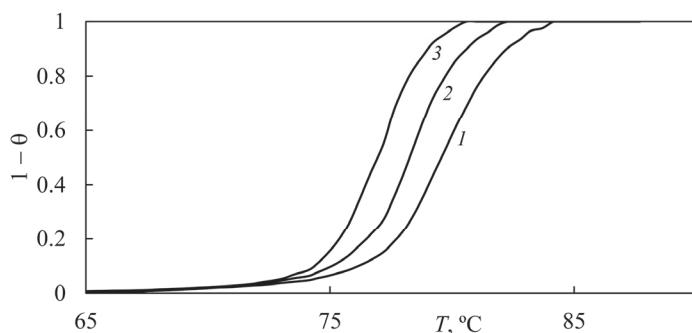


Рис.1. Кривые денатурации комплексов САЧ–МФ (1), комплексов облученного САЧ частотой 41.8 ГГц с МФ (2) и комплексов облученного САЧ частотой 64.5 ГГц с МФ (3).

Стоит отметить, что дестабилизированные комплексы МФ–САЧ в любом случае более стабильны, чем чистый белок [22]. О степени дестабилизации можно судить на основе значений параметров денатурации. В табл.1 представлены значения температуры денатурации и ширины интервала денатурации. Как видно из табл.1, облучение ММ ЭМВ приводит к уменьшению температуры денатурации. Из данных, представленных в табл.1, видно, что облучение ММ ЭМВ приводит к уменьшению температуры денатурации. Однако облучение ММ ЭМВ частотой 64.5 ГГц приводит к тому, что комплекс белок–лиганд денатурирует при более низких температурах, чем при облучении нерезонансной для воды частотой 41.8 ГГц. В то же время значение ширины интервала денатурации комплекса

Табл.1. Значения параметров денатурации комплексов САЧ–МФ при наличии и без облучения ММ ЭМВ

Комплексы	$T_m, ^\circ\text{C}$	$\Delta T, ^\circ\text{C}$
САЧ–МФ	84.5 ± 0.1	10.1 ± 0.4
САЧ–МФ, частота облучения 41.8 ГГц	83.8 ± 0.2	10.3 ± 0.5
САЧ–МФ, частота облучения 64.5 ГГц	80 ± 0.2	9.1 ± 0.5

МФ–САЧ, облученного частотой 41.8 ГГц, не отличается значительно от такого у контрольного образца. Однако ширина интервала денатурации комплекса МФ–САЧ, облученного частотой 64.5 ГГц, отличается от прежних двух образцов. Этот факт связан с влиянием ММ ЭМВ, опосредованного водой. Поскольку облучение ММ ЭМВ частотой 64.5 ГГц действует опосредовано через воду, то оно дестабилизирует структуру САЧ, что приводит к денатурации белка при низкой температуре и относительно быстро.

Для выяснения стабилизации образованного комплекса осуществляли флуоресцентные исследования. На рис.2 представлены флуоресцентные спектры МФ и его комплексов с САЧ. Флуоресцентные спектры комплексов МФ с облученным САЧ частотами 41.8 и 64.5 ГГц ведут себя как спектры на рис.2, поэтому не приводятся, однако результаты обсуждаются. Как видно из спектров, максимальная интенсивность флуоресценции МФ уменьшается при титрации раствором САЧ. Это означает, что САЧ тушит интенсивность флуоресценции МФ, и с увеличением концентрации САЧ интенсивность флуоресценции лиганда уменьшается. Это уменьшение происходит от значения 270 до 200 у.е. Уменьшение максимальной интенсивности флуоресценции составляет 70 у.е. При взаимодействии с МФ САЧ образует комплекс, который приводит к скринингу

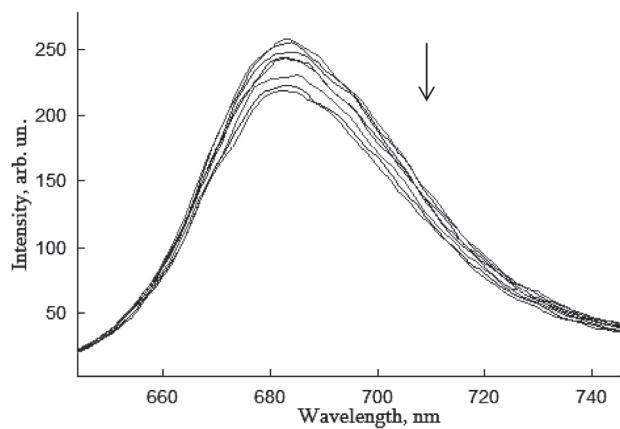


Рис.2. Спектры флуоресценции МФ и его комплексов с САЧ. Стрелкой показано направление уменьшения максимальных интенсивностей спектров по мере титрации.

флуорофоров от света возбуждения, и интенсивность флуоресценции МФ падает.

При облучении САЧ частотами 41.8 и 64.5 ГГц вновь происходит тушение флуоресценции, однако при облучении степень тушения меньше, чем для необлученных комплексов. Таким образом, в случае облучения САЧ частотой 41.8 ГГц интенсивность флуоресценции МФ уменьшается от 320 до 280 у.е. с интервалом 40 у.е. Более того, для облучения САЧ частотой 64.5 ГГц тушение имеет значения от 250 до 230 у.е., что показывает, что уменьшение интенсивности флуоресценции слабее. Облучение САЧ частотой 41.8 ГГц приводит к изменению структуры белка, таким образом, взаимодействие между САЧ и МФ становится слабее. Это свидетельствует о том, что флуорофор МФ экранирован от возбуждающего света в меньшей степени, в результате чего интенсивность флуоресценции уменьшается в меньшей степени. Самая низкая интенсивность флуоресценции свойственна МФ в комплексе с САЧ, облученного частотой 64.5 ГГц. Этот факт объясняется тем, что структура САЧ меняется из-за опосредованного воздействия ММ ЭМВ через воду, в результате чего взаимодействие не покрывает флуорофор МФ, поэтому интенсивность флуоресценции значительно не уменьшается. Чтобы выявить эти изменения количественно, были построены кривые Штерна–Вольмера, согласно уравнению

$$\frac{F_0}{F} = 1 + K_{SV} \times [C], \quad (1)$$

где F_0 и F – максимальные интенсивности флуоресценции МФ в отсутствие и присутствии САЧ, соответственно. K_{SV} является константой тушения Штерна–Вольмера и C – концентрация тушителя (в данном случае концентрация САЧ). Кривые связывания Штерна–Вольмера представлены при температуре 25°C (рис.3).

Из кривых Штерна–Вольмера рассчитаны константы тушения. Показано,

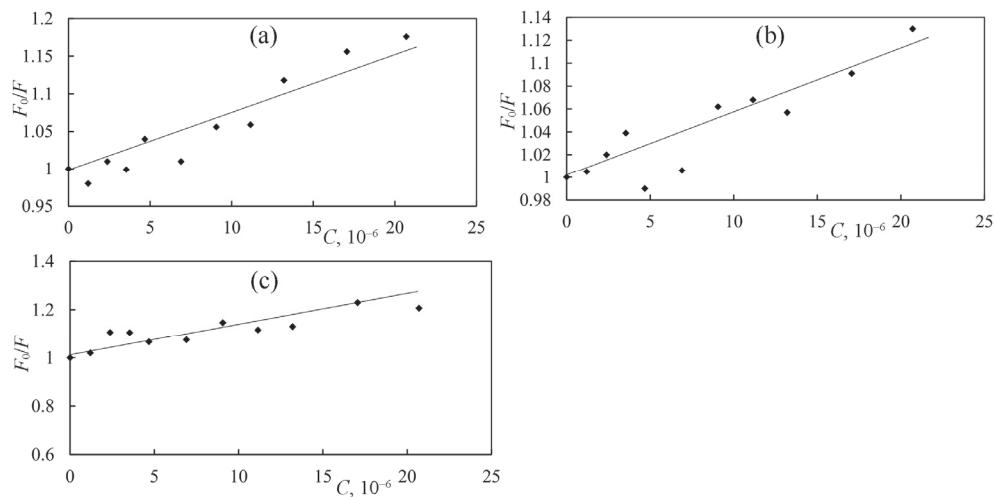


Рис.3. Кривые Штерна–Вольмера для комплексов (а) МФ–САЧ, (б) МФ–САЧ, облученного частотой 41.8 ГГц и (с) МФ–САЧ, облученного частотой 64.5 ГГц.

что константа тушения МФ–САЧ равна $K_{SV} = 6.5 \times 10^3$ л/моль; при облучении ММ ЭМВ частотой 41.8 ГГц константа тушения комплекса МФ–САЧ равна $K_{SV} = 3.8 \times 10^3$ л/моль, а при частоте 64.5 ГГц – $K_{SV} = 2.6 \times 10^3$ л/моль. Из представленных данных видно, что константа тушения уменьшается при наличии облучения ММ ЭМВ, по сравнению с ложно-облученными образцами. Более того, облучение резонансной для воды частотой – 64.5 ГГц индуцирует уменьшение K_{SV} в большей степени, чем при облучении образца нерезонансной для воды частотой 41.8 ГГц. Эти данные находятся в согласии с результатами денатурации и показывают, что облучение уменьшает стабильность белка, одновременно ослабляя силу взаимодействия между САЧ и МФ. Следует обратить внимание на тот факт, что облучение резонансной для воды частотой 64.5 ГГц приводит к большему ослаблению, чем при облучении нерезонансной для воды частотой 41.8 ГГц.

Для подтверждения, имеет ли место конформационное изменение белка или нет, проводились эксперименты по методу КД спектроскопии. Известно, что техника КД очень чувствительна к конформационным изменениям макромолекулы в течение ее взаимодействия с лигандом [21]. Основными оптически активными структурами в белке являются пептидные связи в полипептидной цепи, ароматические аминокислотные остатки и дисульфидные связи [13]. На рис.4а,б представлены соответственно КД спектры САЧ, облученного частотой 41.8 ГГц, САЧ и их комплексов с МФ в дальней ультрафиолетовой зоне. Спектры КД комплексов МФ–САЧ, облученного частотой 64.5 ГГц, ведут себя так же, как спектры комплексов МФ–САЧ и поэтому не приводятся, однако они также обсуждаются.

Из КД-спектров видно (рис.4а), что по мере добавления МФ, спектры КД САЧ изменяются, что свидетельствует о том, что происходит взаимодействие между САЧ и МФ. Из рис.4б видно, что спектры КД комплексов МФ–САЧ отличаются от спектра чистого белка. В этом случае раствор САЧ облучается ММ

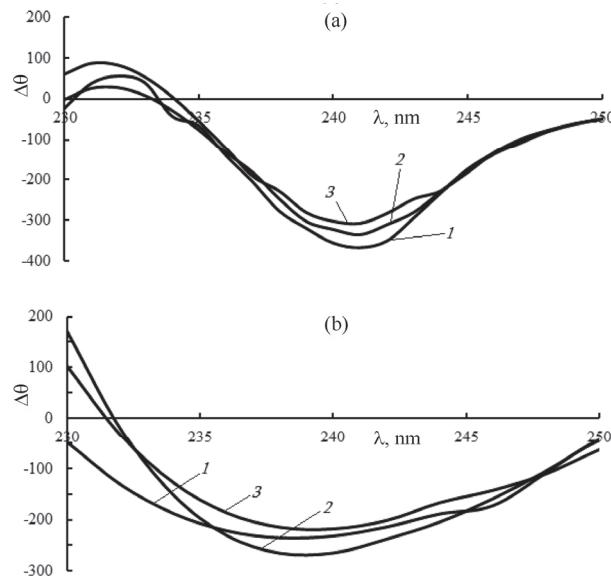


Рис.4. Спектры КД комплексов (а) МФ–САЧ, (б) МФ–САЧ, облученного частотой 41.8 ГГц. Кривая 1 соответствует титрации раствором МФ объемом 8 мкл, кривая 2 – 12 мкл и кривая 3 – 25 мкл.

ЭМВ с частотой 41.8 ГГц. Изменение формы свидетельствует о конформационном изменении, происходящем в структуре белка из-за облучения. Эти данные находятся в соответствии с данными, полученными ранее и свидетельствующими, что ММ ЭМВ частотой 41.8 ГГц воздействует на структуру белка непосредственно [20]. Тем не менее, спектры КД комплексов МФ–САЧ, облученных частотой 64.5 ГГц, не отличаются формой, поэтому не приводятся, однако значения эллиптичности увеличиваются по сравнению с необлученными образцами.

Ранее было показано, что МФ взаимодействует с САЧ водородными связями и ван-дер-ваальсовыми силами [23]. Это говорит о том, что ММ ЭМВ действует на отмеченные связи непосредственно при облучении нерезонансными частотами воды, в случае резонансной для воды частоты – опосредовано через воду. В то же время влияние частоты 41.8 ГГц меняет вторичную структуру САЧ, что приводит к изменению конформации структуры белка, что показано спектрами КД.

4. Заключение

Таким образом, полученные методами термической денатурации, флуоресцентной и КД спектроскопий результаты свидетельствуют о том, что ММ ЭМВ имеет ярко выраженное влияние на взаимодействие МФ с САЧ, приводя к значительным изменениям. В случае термической денатурации облучение ММ ЭМВ приводит к ослаблению взаимодействия между МФ и САЧ, однако облучение резонансной частотой воды 64.5 ГГц ослабляет его в большей степени, чем облучение нерезонансной частотой воды 41.8 ГГц. Флуоресцентные данные показывают, что происходит ослабление взаимодействия МФ с САЧ, поскольку облучение резонансной частотой воды 64.5 ГГц приводит к самому маленькому значению константы тушения. Спектры КД показывают, что облучение ММ ЭМВ частотой 41.8 ГГц непосредственно влияет на структуру САЧ, поскольку изменяется вторичная структура САЧ, в то время как облучение частотой 64.5 ГГц опосредовано водой.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Romanenko, P.H. Siegel, D.A. Wagenaar, V. Pikov. J. Neurophysiol., **112**, 2423 (2014).
2. V.P. Kalantaryan, R. Martirosyan, Y. Babayan, R. Khazaryan. Progress in Electromagnetic Research Lett., **91**, 49 (2020).
3. R.C. Daniels, J.N. Murdock, T.S. Rappaport, R.W. Rappaport. IEEE Microw Mag., **11**, 44 (2010).
4. L. Verma, M. Fakharzadeh, C. Sunghyun. IEEE Wirel Commun., **20**, 30 (2013).
5. J. Hasch, E. Topak, R. Schnabel, T. Zwick, R. Weigel, C. Waldschmidt. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., **60**, 845 (2012).
6. L.G. Salford, H. Nittby, A. Brun, G. Grafstrom, L. Malmgren, M. Sommarin, J. Eberhardt, B. Widegren, B.R.R. Persson. Prog. Theor. Phys., **173**, 283 (2008).
7. P.O. Vardevanyan, A.P. Antonyan, M.A. Shahinyan, M.S. Mikaelyan. J. Appl.

- Spectroscopy, **83**, 496 (2016).
8. **M.A. Shahinyan, A.P. Antonyan, V.P. Kalantaryan, M.S. Mikaelyan, P.O. Vardevanyan.** J. Electromagnetic Waves and Applications, **33**, 2317 (2019).
 9. **S. Roy.** J. Pharmacology and Toxicological Studies, **4**, 7 (2016).
 10. **G. Zhang, L. Wang, J. Pan.** Agric. Food Chem., **60**, 2721 (2012).
 11. **X. Yang, Z. Ye, Y. Yuan, Z. Zheng, J. Shi, Y. Ying, P. Huang.** Luminescence, **28**, 427 (2013).
 12. **M. Qin, T. Yin, W. Shen.** J. Dispersion Sci. Tech., **37**, 1623 (2016).
 13. **Y. Hu, S. Xu, X. Zhu, A. Gong.** Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomol. Spectroscopy, **74**, 526 (2009).
 14. **F. Moreno, M. Cortijo, J. Gonzalez-Jimenez.** J. Photochem. Photobiol., **70**, 685 (1999).
 15. **W. Grundler, F. Kaiser.** Nanobiology, **1**, 163 (1992).
 16. **Y.G. Shekorbato, N.N. Grigoryeva, V.G. Shakhbazov, V.A. Grabina, A.M. Bogoslavsky.** Bioelectromagnetics, **19**, 414 (1998).
 17. **P.O. Vardevanyan, M.A. Shahinyan, A.V. Vardanyan, S.V. Grigoryan.** Proc. The YSU: Chem. Biol. Sci., **55**, 136 (2021).
 18. **P.O. Vardevanyan, A.P. Antonyan, M.A. Shahinyan, M.S. Mikaelyan.** J. Appl. Spectroscopy, **83**, 486 (2016).
 19. **A.B. Gapeyev, E.N. Mikhalkin, N.K. Chemeris.** Bioelectromagnetics, **29**, 197 (2008).
 20. **M.A. Shahinyan, A.P. Antonyan, M.S. Mikaelyan, P.O. Vardevanyan.** Biophys. Rev. Lett., **10**, 201 (2015).
 21. **X. Zhu, Y. Hu, A. Gong.** Anal. Chim. Acta, **92**, 24 (2007).
 22. **A.P. Antonyan, M.A. Shahinyan, N.H. Petrosyan, P.O. Vardevanyan.** Biolog. J. Armenia, **72**, 61 (2020).
 23. **P.O. Vardevanyan, M.A. Shahinyan, N.H. Petrosyan, Y.S. Mamasakhlisov.** J. Contemp. Phys., **56**, 60 (2021).

HUMAN SERUM ALBUMIN INTERACTION WITH METHYL VIOLET UNDER THE EFFECT OF MILLIMETER RANGE ELECTROMAGNETIC WAVES

P.O. VAREDEVANYAN, M.A. SHAHINYAN, M.A. PARSADANYAN,
S.V. GRIGORYAN, V.P. KALANTARYAN

The effect of millimeter range electromagnetic waves (MM EMW) on methyl or crystal violet interaction with human serum albumin (HSA) has been studied, using the UV-denaturation, fluorescence spectroscopy and CD spectroscopy methods. It was revealed that MM EMW irradiation leads to weakening of the stability of HSA and decreasing of interaction force between HSA and methyl violet (MV). It was also shown that MM EMW irradiation by water non-resonant frequency, affecting immediately the structure of HSA, changes its secondary structure, while the irradiation by water-resonant frequency does not invoke structural changes, but weakens the stability in higher degree.