

ISSN 2221-7754

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ

імені В.Н. Каразіна

№ 1059

серія: фізична

«Ядра, частинки, поля»

Заснована у 1998 р.

Випуск 3 /59/

The Journal of Kharkiv National University

№ 1059

physical series

«Nuclei, Particles, Fields»

Issue 3 /59/

Харків

2013

DESCRIPTION AND PURPOSE OF THE JOURNAL

The Journal of Kharkov National University (Physical series "Nuclei, Particles, Fields") is a journal covering elementary particles physics, nuclear physics, plasma physics and technologies, solid state physics and radiation physics. The Journal publishes research articles, short communications, review articles and scientific book reviews.

Issues per year – 4.

EDITORIAL BOARD

Editor-in-Chief - Azarenko N.A., Academician of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, V.N. Karazin Kharkiv National University

Deputy Chief Editor - Girka I.A., D.Sc., Professor, V.N. Karazin Kharkiv National University

Executive Secretary - Girnyk S.A., PhD., V.N. Karazin Kharkiv National University

Adamenko I.N., D.Sc., Professor, V.N. Karazin Kharkiv National University

Barannik E.O., D.Sc., V.N. Karazin Kharkiv National University

Berezhnoy Yu.A., D.Sc., Professor, V.N. Karazin Kharkiv National University

Bizyukov A.A., D.Sc., Professor, V.N. Karazin Kharkiv National University

Budagov Yu.A., D.Sc., Laboratory of nuclear problems, Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia

Duplij S.A., D.Sc., V.N. Karazin Kharkiv National University

Garkusha I.E., D.Sc., Professor, Director of Institute of Plasma Physics NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Grekov D.L. – D.Sc., NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Khodusov V.D., D.Sc., Professor, V.N. Karazin Kharkiv National University

Kondratenko A.N., D.Sc., Professor, V.N. Karazin Kharkiv National University

Lazurik V.T., D.Sc., V.N. Karazin Kharkiv National University

Melnyk V.M., D.Sc., Institute of Radio Astronomy, Ukrainian National Academy of Science

Merenkov M.P., D.Sc., NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Jean-Marie Noterdaeme, PhD., Professor, Max Planck Institute for Plasma Physics, Germany and Universiteit Gent, Belgium

Ostrikov K., D.Sc., Founding Leader, Plasma Nanoscience Centre Australia (PNCA), CEO Science Leader, CSIRO Materials Science and Engineering, Clayton, Australia

Peletminsky S.V., Academician of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Slusarenko Yu.V., Corresponding member of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Smolyakov A., D.Sc., Professor, Department of Physics and Engineering Physics, University of Saskatchewan, Canada

Shul'ga N.F., Academician of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Tkachenko V.I., D.Sc., Professor, Director "Renewable Energy Sources and Sustainable Technology" Science and Production Establishment, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Editorial office address

High Technology Institute

V.N. Karazin Kharkiv National University

Kurchatov av., 31, office 402, Kharkiv, 61108, Ukraine

Phone: +38-057-335-18-33

E-mail: visnyk.npf@univer.kharkov.ua

Web-page: <http://www-nuclear.univer.kharkov.ua>

ПРОФІЛЬ ЖУРНАЛУ ТА МЕТА ВИДАННЯ

"Вісник Харківського національного університету" (серія: фізична «Ядра, частинки, поля») є збірником наукових праць з фізики елементарних частинок, ядерної фізики, фізики плазми та плазмових технологій, фізики твердого тіла та радіаційної фізики. Збірник публікує наукові статті, короткі повідомлення, оглядові статті та рецензії на наукові видання.

Періодичність випуску збірника – 4 рази на рік.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол № 6 від 1 червня 2013 р.)

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ

Головний редактор – Азаренко М.О. – академік НАН України, д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Заступник головного редактора – Гірка І.О. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Відповідальний секретар – Гірник С.А. – к. ф.-м. наук

Адаменко І.М. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Баранник Є.О. – д. ф.-м. наук, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Бережної Ю.А. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Бізоков О.А. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Будагов Ю.А. – д. ф.-м. наук, професор, Лабораторія ядерних проблем ім. В.П. Джелєпова, ОІЯД м. Дубна, Росія

Дуплій С.А. – д. ф.-м. наук, член Американської і Європейської фізичної спілки, член Асоціації математичної фізики, ХНУ імені В.Н. Каразіна

Гаркуша І.Є. – д. ф.-м. наук, професор, директор Інституту фізики плазми ННЦ ХФТІ

Греков Д.Л. – д. ф.-м. наук, ННЦ ХФТІ

Кондратенко А.М. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Лазурик В.Т. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Мельник В.М. – д. ф.-м. наук, Радіоастрономічний інститут НАН України

Меренков М.П. – д. ф.-м. наук, ННЦ ХФТІ

Жан-Марі Нотердам – доктор, професор, Інститут фізики Макса-Планка Німеччина, Університет м. Гент, Бельгія

Остриков К. – д. ф.-м. наук, професор, Головний виконавчий директор та науковий співробітник Організації Співдружності з наукових і промислових досліджень (CSIRO), Клайтон, Австралія

Пелетмінський С.В. – акад. НАН України, д. ф.-м. наук, професор, ННЦ ХФТІ

Слюсаренко Ю.В. – чл.-кор. НАН України, д. ф.-м. наук, професор, ННЦ ХФТІ

Смоляков А. – д. ф.-м. наук, професор, факультет фізики та інженерної фізики, Саскачеванський університет, Канада

Ткаченко В.І. д. ф.-м. наук, професор, директор Науково-виробничого комплексу "Відновлювані джерела енергії та ресурсозберігаючі технології", ННЦ ХФТІ

Ходусов В.Д. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Шульга М.Ф. – академік НАН України, д. ф.-м. наук, професор, ННЦ ХФТІ

Адреса редакції

Інститут високих технологій

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

пр. Курчатова, 31, кімната 402, м. Харків, 61108, Україна

Телефон: +380-57-335-18-33

E-mail: visnyk.npf@univer.kharkov.ua

Web-сторінка: <http://www-nuclear.univer.kharkov.ua>

Статті пройшли внутрішнє і зовнішнє рецензування.

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 11825-696 ПР від 4.10.2006.

CONTENTS

Articles

D.V. Chibisov Drift turbulence in plasma of lower hybrid solitary structures In the Earth's ionosphere	4
S. A. Duplij Partial Hamiltonian formalism, multi-time dynamics and singular theories	10
V.A. Kizka, A.Yu. Korchin, V.S. Trubnikov Neutral strange hadron production in heavy ion collisions at energies $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ GeV	22
V.D. Sarana, N.S. Lutsay, N.A. Shlyakhov J-dependence of the polarization observable of stripping reactions at low energies on lightweight nuclei	29
M. Pankratov, I.V. Pavlenko, O.A. Pomazan Analysis of synchrotron radiation emitted by runaway electrons in tokamaks	39
I.M. Pankratov, I.V. Pavlenko, O.A. Pomazan, A.Ya. Omelchenko Influence of the safety factor variation on excitation of resonant magnetic perturbation in tokamak rotating edge plasmas	46
V.I. Shcherbinin, V.I. Tkachenko Waves of magnetized plasma-filled waveguide with zero value of either of two transverse wavenumbers	51
A.I. Kalinichenko, S.S. Perepelkin, V.E. Strel'nitskiy On opportunity of droplet sputtering of heavy metals by heavy ions of low and intermediate energies	57
V.A. Lisovskiy, V.V. Malinovskiy, V.A. Derevyanko Effect of the flat electrode diameter on the ignition and burning of DC discharge	65
V.A. Lisovskiy, V.A. Derevyanko, V.D. Yegorenkov The Child-Langmuir collisional laws for the cathode sheath of glow discharge in nitrogen	75
N.P. Dikiy, A.N. Dovbnya, E.P. Medvedeva, I.D. Fedorets, N.P. Khlapova, Yu.V. Lyashko, D.V. Medvedev Photoluminescence and catalytic performance of gamma activated ZnO nanoparticles	83
D.A. Sanzharevsky, V.A. Stratienko, A.V. Shchagin The energy resolution of the X-ray spectrometer with Si(Li) detector	91
I.S. Golovina, V.E. Rodionov, S.A. Haynakov, V.V. Lytvynenko The structure and EPR of the lowsize powders $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$	96
I.N. Sereda Peculiarities of hydrogen sorbtion by metal-hidride in plasma of glow discharge	102
M.M. Pylypenko, A.A. Drobyshevskaya, R.V. Azhazha, Yu.S. Stadnik, I.G. Tantsyura, D.V. Kovteba Materials on the basis of zirconium for creating of medical implants	105
S.V. Alyokhina The analysis of thermal regimes of spent nuclear fuel storage at accident conditions	110

ЗМІСТ

Статті

Д.В. Чібісов Дрейфова турбулентність плазми нижньогібридних відокремлених структур Земної іоносфери	4
С.А. Дуплій Частковий Гамільтонів формалізм, багаточасова динаміка та сингулярні теорії	10
В.А. Кізка, О.Ю. Корчін, В.С. Трубніков Народження нейтральних дивних адронів в зіткненнях важких іонів при енергіях $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ GeV	22
В.Д. Сарана, Н.С. Луцай, М.А. Шляхов J-залежність поляризаційних спостережуваних реакцій зриву при низьких енергіях на легких ядрах	29
І.М. Панкратов, І.В. Павленко, О.О. Помазан Аналіз синхротронного випромінювання втікаючих електронів у токамаках	39
І.М. Панкратов, І.В. Павленко, О.О. Помазан, О.Я. Омельченко Вплив зміни запасу стійкості токамака на збудження резонансних магнітних збурень біля краю обертової плазми	46
В.І. Щербінін, В.І. Ткаченко Хвилі магнітоактивного плазмового хвилеводу з нульовим значенням одного із двох поперечних хвильових чисел	51
О.І. Калініченко, С.С. Переполькін, В.Є. Стрельницький Про можливість краплинного розпилення важких металів важкими іонами низьких і проміжних енергій	57
В.О. Лісовський, В.В. Малиновський, В.О. Дерев'яно Вплив діаметру плоских електродів на запалювання та горіння розряду постійного струму	65
В.О. Лісовський, В.О. Дерев'яно, В.Д. Єгоренков Закон Чайльда-Ленгмюра для катодного шару тліючого розряду із зіткненнями в азоті	75
М.П. Дикий, А.Н. Довбня, О.П. Медведева, І.Д. Федорець, Н.П. Хлапова, Ю.В. Ляшко, Д.В. Медведєв Фотолумінесцентні та каталітичні властивості гамма-активованих наночастинок ZnO	83
Д.А. Санжаревський, В.А. Стратієнко, А.В. Щагін Енергетичне розрізнення рентгенівського спектрометру із Si(Li) детектором	91
І.С. Головіна, В.Є. Родіонов, С.А. Хайнаков, В.В. Литвиненко Структура та ЕПР низькорозмірних порошоків $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$	96
І.М. Серєда Особливості поглинання металогідридом водню в плазмі тліючого розряду	103
М.М. Пилипенко, А.О. Дробішевська, Р.В. Ажажа, Ю.С. Стаднік, І.Г. Танцюра, Д.В. Ковтеба Матеріали на основі цирконію для створення медичних імплантатів	105
С.В. Альохіна Аналіз теплових режимів сухого зберігання відпрацьованого ядерного палива в аварійних ситуаціях	110

УДК 533.951

ДРЕЙФОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПЛАЗМЫ НИЖНЕГИБРИДНЫХ УЕДИНЁННЫХ СТРУКТУР ЗЕМНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Д.В. Чибисов

Украинская государственная академия железнодорожного транспорта

г. Харьков, пл. Фейербаха, 7, Украина, 61050

E-mail chibisovdm@mail.ru

Received May 14, 2013

Исследуется линейная и нелинейная стадии дрейфовой неустойчивости в плазме нижнегибридных уединённых структур, которые наблюдаются в ионосфере Земли. Поскольку такие структуры имеют аксиальную симметрию, анализ проводится на основе теории, рассматривающей в качестве элементарных возмущений мелкомасштабные цилиндрические волны. Показано, что с увеличением амплитуды колебаний линейная стадия дрейфовой неустойчивости переходит в нелинейную стадию в широком спектре волновых чисел. Рассмотрена квазилинейная стадия неустойчивости, сделаны оценки скорости турбулентной диффузии ионов, приводящей к разрушению данных структур.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нижнегибридные уединённые структуры, нижнегибридные полости, ионосфера, дрейфовая турбулентность, турбулентная диффузия.

DRIFT TURBULENCE IN PLASMA OF LOWER HYBRID SOLITARY STRUCTURES IN THE EARTH'S IONOSPHERE

D.V. Chibisov

Ukrainian State Academy of Railway Transport

7, Feuerbach Sq., Kharkov, Ukraine, 61050

The linear and nonlinear stages of the drift instability in plasma of lower hybrid solitary structures that are observed in the Earth's ionosphere are investigated. Because these structures have axial symmetry, the analysis is based on the theory, which considers as elementary small-scale perturbations the cylindrical waves. It is shown that the linear stage of drift instability with an increase of oscillations amplitude changes to the nonlinear stage in a broad spectrum of the wave numbers. A quasi-linear stage of instability is considered, the estimates of turbulent diffusion of ions, which leads to the destruction of these structures, are performed.

KEY WORDS: lower-hybrid solitary structures, lower-hybrid cavities, ionosphere, the drift turbulence, turbulent diffusion.

ДРЕЙФОВА ТУРБУЛЕНТНІСТЬ ПЛАЗМИ НИЖНЬОГІБРИДНИХ ВІДОКРЕМЛЕНИХ СТРУКТУР ЗЕМНОЇ ІОНОСФЕРИ

Д.В. Чібісов

Українська державна академія залізничного транспорту

м. Харків, м. Фейєрбаха, 7, Україна, 61050

Досліджується лінійна та нелінійна стадії дрейфової нестійкості в плазмі нижньогібридних відокремлених структур, які спостерігаються в іоносфері Землі. Оскільки такі структури мають аксіальну симетрію, аналіз проводиться на основі теорії, яка розглядає як елементарні збурення дрібномасштабні циліндричні хвилі. Показано, що зі збільшенням амплітуди коливань лінійна стадія дрейфової нестійкості переходить у нелінійну стадію у широкому спектрі хвильових чисел. Розглянута квазілінійна стадія нестійкості, зроблені оцінки швидкості турбулентної дифузії іонів, яка приводить до зруйнування цих структур.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нижньогібридні відокремлені структури, нижньогібридні порожнини, іоносфера, дрейфова турбулентність, турбулентна дифузія.

Нижнегибридные уединённые структуры (НГУС) являются широко распространённым явлением в плазме верхней ионосферы и магнитосферы Земли, которые наблюдались вблизи авроральной зоны как зондирующими ракетами [1-5] на высотах до 1000 км, так и спутниками [6-8] на высотах от 1000 км до 35000 км. Такие структуры представляют собой аксиально-симметричные области в плазме, ось которых совпадает с направлением силовых линий магнитного поля Земли, и характеризующиеся существенно повышенным уровнем электростатических нижнегибридных колебаний, а также пониженным значением плотности плазмы по сравнению с окружающей средой (в связи с этим данные структуры также называют нижнегибридными полостями). НГУС имеют поперечные размеры от нескольких метров до нескольких сотен метров (порядка нескольких ларморовских радиусов ионов) и продольные размеры, значительно превышающие их поперечный размер. Причины возникновения и стабильности данных структур до конца не ясны не смотря на большое число выполненных исследований. Во многом это связано с тем, что измерения, проводящиеся с помощью зондирующих ракет и спутников, носят случайный характер, а исследование каждой конкретной полости проводится в течение очень короткого промежутка времени, который определяется временем пролёта ракеты или спутника через данную полость. Лабораторное моделирование НГУС также имеет свои трудности, связанные с воспроизведением в лабораторных установках условий, аналогичных ионосферным. Не установлена достоверно также длительность существования НГУС, причины их распада.

Помимо повышенного уровня нижнегибридных колебаний в НГУС отмечаются также широкополосные колебания и в низкочастотном диапазоне вплоть до частот, значительно меньших не только нижнегибридной, но и ионной циклотронной частоты, которые в окружающей плазме отсутствуют. Природа существования таких колебаний в НГУС ранее не рассматривалась. В настоящей работе предполагается, что причиной возникновения низкочастотных колебаний в НГУС является неоднородность плотности плазмы в полости поперёк магнитного поля и исследуется возможность возбуждения колебаний в результате развития дрейфовой неустойчивости плазмы. Поскольку такие структуры имеют аксиальную симметрию, анализ как линейной, так и нелинейной стадий неустойчивости проводится на основе теории, в которой элементарными возмущениями являются мелкомасштабные цилиндрические волны. Формализм данной теории разработан ранее в работах [9-11] применительно к аксиально-симметричной плазме, получаемой в лабораторных условиях. Известно, что развитая дрейфовая турбулентность является причиной аномальной диффузии плазмы поперек магнитного поля. В случае НГУС низкочастотная турбулентность плазмы может привести к исчезновению полости. В настоящей работе получена оценка скорости квазилинейной диффузии ионов в полости поперёк магнитного поля, вызванной дрейфовой турбулентностью, на основе которой оценено время существования НГУС в плазме ионосферы и магнитосферы Земли.

Целью работы является исследование линейной и нелинейной стадий развития дрейфовой неустойчивости плазмы нижнегибридных уединённых структур, наблюдаемых в ионосфере и магнитосфере Земли, а также оценка времени существования таких структур, определяемое турбулентной диффузией ионов поперек магнитного поля в неоднородной плазме.

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

В однородной замагниченной плазме рассмотрим аксиально-симметричную полость, ось которой совпадает с направлением магнитного поля. Предположим, что плотность плазмы в полости определяется "перевернутым" распределением Гаусса

$$n(r) = n_0 \left(1 - a \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right) \right), \quad (1)$$

где n_0 – плотность плазмы вне полости, a – постоянная, определяющая глубину полости, r_0 – характерный размер неоднородности плотности. Подобное распределение плотности плазмы в полостях подтверждается спутниковыми измерениями [12], при этом величина a имеет значения от 0,2-0,4 на высотах 600-1000 км, до 0,1-0,2 на высотах 1500-13000 км и порядка 0,02-0,05 на высотах 20000-35000 км. Распределение компонент плазмы по скоростям предполагается максвелловским, что также подтверждается наблюдениями. Равновесная функция распределения для компонент плазмы $F_{\alpha 0}$ в этом случае имеет вид

$$F_{0\alpha} = \frac{n_0}{(2\pi)^{3/2} v_{T\alpha}^3} \left(1 - a \exp\left(-\frac{R_\alpha^2}{2R_{0\alpha}^2}\right) \right) \exp\left(-\frac{\rho_\alpha^2}{2\rho_{T\alpha}^2} - \frac{v_z^2}{2v_{T\alpha}^2}\right), \quad (2)$$

где индекс α обозначает ионы (i) или электроны (e), R_α , ρ_α и v_z – радиальная координата ведущего центра, ларморовский радиус и скорость вдоль магнитного поля частицы сорта α соответственно, $R_{0\alpha}$ – характерный размер неоднородности радиального распределения ведущих центров частиц, $\rho_{T\alpha} = v_{T\alpha}/\omega_{c\alpha}$ – тепловой ларморовский радиус, $v_{T\alpha}$ – тепловая скорость, $\omega_{c\alpha}$ – циклотронная частота. Условия квазинейтральности плазмы требует выполнение равенства $R_{0i}^2 + \rho_{Ti}^2 = R_{0e}^2 + \rho_{Te}^2 = r_0^2$, к которому приводит интегрирование распределения (2) по скоростям. Из системы уравнений Власова-Пуассона можно получить следующее уравнение, описывающее линейную стадию дрейфовой и ионной циклотронной неустойчивостей плазмы в аксиально-симметричной плазме [9-11]

$$\begin{aligned} & \Phi_m(k_\perp, k_z, \omega) + 8\pi^2 \sum_\alpha \frac{e_\alpha^2 \omega_{c\alpha}^2}{k^2 m_\alpha} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty dR_\alpha R_\alpha \int_0^\infty d\rho_\alpha \rho_\alpha \int_{-\infty}^\infty dv_z \int dk_{1\perp} k_{1\perp} \Phi_m(k_{1\perp}, k_z, m, \omega) \\ & \times \frac{J_{m+n}(k_\perp R_\alpha) J_{m+n}(k_{1\perp} R_\alpha) J_n(k_\perp \rho_\alpha) J_n(k_{1\perp} \rho_\alpha)}{\omega - n\omega_{c\alpha} - k_z v_z} \left[\frac{n}{\omega_{c\alpha}} \frac{\partial F_{0\alpha}}{\rho_\alpha \partial \rho_\alpha} + \frac{(m+n)}{\omega_{c\alpha}} \frac{\partial F_{0\alpha}}{R_\alpha \partial R_\alpha} + k_z \frac{\partial F_{0\alpha}}{\partial v_z} \right] = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Phi_m(k_\perp, k_z, \omega)$ – преобразование Фурье-Бесселя возмущённого потенциала,

$$\Phi_m(k_\perp, k_z, \omega) = (2\pi)^{-3} \int_0^\infty dr r \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^\infty dz \int_{-\infty}^\infty dt \Phi(r, \varphi, z, t) J_m(k_\perp r) \exp(i\omega t - im\varphi - ik_z z). \quad (4)$$

Интегрирование уравнения (3) для функции распределения (1) в асимптотическом пределе $k_\perp R_{0\alpha} \gtrsim m \gg 1$ приводит к следующему дисперсионному уравнению для дрейфовой и ионной циклотронной неустойчивостей плазмы в НГУС

$$1 + \sum_{\alpha} \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} \left[1 + i\sqrt{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} W(z_{n\alpha}) \frac{\omega - (m+n)\omega_{\alpha*}}{\sqrt{2}k_z v_{T\alpha}} I_n(k_{\perp}^2 \rho_{T\alpha}^2) \exp(-k_{\perp}^2 \rho_{T\alpha}^2) \right] = 0 \quad (5)$$

где $z_{n\alpha} = (\omega - n\omega_{ci}) / \sqrt{2}k_z v_{T\alpha}$, $\omega_{\alpha*} = \omega_{c\alpha} \rho_{T\alpha}^2 (d \ln n_0(r_s) / r_s dr_s)$, $r_s = m/k_{\perp}$, $\lambda_{D\alpha}$ – радиус Дебая

$W(z) = e^{-z^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{\xi^2} d\xi \right)$. Уравнение (5) определяет в асимптотическом пределе $k_{\perp} R_{0\alpha} \gtrsim m \gg 1$ дисперсионные свойства пространственно неоднородных образований – цилиндрических волн с профилем в виде функции Бесселя. При этом зависимость плотности плазмы от радиальной координаты $n_0(r)$ (1) в данном уравнении трансформируется в зависимость от величины $r_s = m/k_{\perp}$, которая соответствует радиальной координате первого максимума функции Бесселя, то есть координате точки, которая разделяет осциллирующую и не осциллирующую части данной функции. В пределе низкочастотных колебаний $\omega \ll \omega_{ci}$ уравнение (5) примет вид

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} \left(1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega - m\omega_{e*}}{\sqrt{2}k_z v_{Te}} W(z_{e0}) \right) + \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left(1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega - m\omega_{i*}}{\sqrt{2}k_z v_{Ti}} A_0(b_i) W(z_{i0}) \right) = 0. \quad (6)$$

Предположим, что волны распространяются почти поперёк магнитного поля, так что $|z_{i0}| > 1$ и затуханием Ландау на ионах можно пренебречь. В то же время для электронов выполняется условие $|z_{e0}| < 1$. Используя в данном случае соответствующие асимптотики W -функции, а также предполагая, что волновые числа k_{\perp} удовлетворяют условию $k_{\perp} \rho_{Ti} < 1$, получим дисперсию и инкремент дрейфовых колебаний в нижнегибридной полости

$$\omega_m(k_{\perp}) \approx \frac{m\omega_{e*}}{1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2}, \quad (7)$$

$$\gamma_m(k) \approx \omega_m(k_{\perp}) \frac{\sqrt{\pi} z_{e0} \exp(-z_{e0}^2)}{1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2}, \quad (8)$$

где $\rho_s^2 = \rho_{Ti}^2 (T_e/T_i)$, $k = (k_{\perp}, k_z)$. Отметим, что нарастание дрейфовых колебаний не зависит от знака градиента плотности и обусловлено резонансными электронами в условиях черенковского резонанса. Оценим значение частоты дрейфовых колебаний (7) которые возбуждаются в нижнегибридных полостях в авроральной зоне верхней части земной ионосферы. К примеру, измерения, выполненные в работе [3] на высоте около 1000 км показывают, что основной ионной составляющей является однократно ионизованный кислород, который составляет здесь до 90%. Ионная циклотронная частота ионов кислорода приближённо равна 34 Гц, отношение $r_0/\rho_{Ti} \approx 3$, $a = 0,2$. В этом случае частота дрейфовых колебаний имеет значение порядка 1-2 Гц. Подобная оценка дрейфовой частоты на высотах 1500-2000 км, где основной ионной компонентой являются протоны, составляет величину порядка 6 Гц.

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

При исследовании нелинейной эволюции дрейфовой неустойчивости НГУС воспользуемся результатами работы [11], в которой было получено кинетическое уравнение для спектральной интенсивности мелкошабных цилиндрических волн в плазме с произвольным профилем плотности, учитывающее только основной нелинейный процесс – индуцированное рассеяние волн на свободных ионах

$$\frac{1}{2} \frac{\partial I_m(k)}{\partial t} = \gamma_m(k) I_m(k) + \left(\frac{\partial \text{Re} \varepsilon}{\partial \omega_m(k)} \right)^{-1} \frac{\pi}{k^2 \lambda_{Di}^2} \frac{e^2}{T_i^2} \sum_{m_1} \int dk_1 I_m(k) I_{m_1}(k_1) \frac{(m - m_1) |\omega_{i*}|}{\omega_m^2(k)} \times (k_{\perp} k_{1\perp} \rho_{Ti}^2)^2 \cos^2 \alpha_0 B(k_{\perp}, m | k_{1\perp}, m_1) \delta[\omega_m(k) - \omega_{m_1}(k_1)] = [\gamma_m(k) + \Gamma_m(k)] I_m(k), \quad (9)$$

где $dk_1 = k_{1\perp} dk_{1\perp} dk_{1z}$ В уравнении (6) $I_m(k)$ – спектральная интенсивность цилиндрических волн, определяемая соотношением

$$\langle \Phi_m(k_{\perp}, k_z, \omega) \Phi_{m_1}(k_{1\perp}, k_{1z}, \omega) \rangle = I_m(k) \delta_{m, m_1} \delta\left(\frac{1}{2} k_{\perp}^2 - \frac{1}{2} k_{1\perp}^2\right) \delta(k_z - k_{1z}) \delta(\omega - \omega_1) \delta(\omega - \omega_m(k)). \quad (10)$$

Коэффициент $B(k_{\perp}, m | k_{1\perp}, m_1)$, учитывающий асимметрию взаимодействия цилиндрических волн, возникающей как следствие неоднородности радиальной структуры функции Бесселя, равен

$$B(k_{\perp}, m | k_{1\perp}, m_1) = \begin{cases} \frac{1}{\pi m |\cos \alpha_0|} \frac{k_{\perp}}{k_{1\perp}}, & m_1 < m_{10} - m_{10}^{1/3} \\ O(m^{-2/3}), & m_{10} - m_{10}^{1/3} < m_1 < m_{10} \\ O(m^{-2}), & m_1 > m_{10} \end{cases} \quad (11)$$

$$m_{10} = m(k_{1\perp}/k_{\perp}), \quad (12)$$

$$\cos^2 \alpha_0 = 1 - \frac{m_1^2 k_{\perp}^2}{m^2 k_{1\perp}^2}. \quad (13)$$

Индукцированное рассеяние цилиндрических волн имеет характерное отличие от аналогичного процесса плоских волн. В случае плоских волн для получения уравнения, описывающего нелинейную эволюцию спектральной интенсивности $I(\mathbf{k}_1)$ волн-партнеров по взаимодействию, достаточно провести замены

$$\mathbf{k} \rightleftharpoons \mathbf{k}_1, \quad \omega(\mathbf{k}) \rightleftharpoons \omega_1(\mathbf{k}_1) \quad (14)$$

и учесть основные свойства симметрии матричных элементов. При этом появление нелинейного инкремента в уравнении для спектральной интенсивности $I(\mathbf{k})$ сопровождается симметричным появлением нелинейного декремента в уравнении для $I(\mathbf{k}_1)$ и наоборот. В рассматриваемом случае коротковолновых цилиндрических волн при получении уравнения для $I_{m_1}(k_1)$ помимо замены (14) следует также учитывать и соотношения (11) и (13). Их учёт приводит к несимметричному ответному влиянию волны (m, k) на волну (m_1, k_1) , который уменьшает в уравнении для $I_{m_1}(k_1)$ нелинейный декремент в $m \gg 1$ раз. Таким образом, процесс индуцированного рассеяния коротких ($m \gg 1$) цилиндрических волн оказывается асимметричным. Применим полученное уравнение (9) для интенсивности колебаний $I_m(k)$ к исследованию нелинейной стадии дрейфовой неустойчивости радиально-неоднородной плазмы в нижнегибридной полости, частота и инкремент которой определяются соотношениями (7) и (8) соответственно. Пропорциональность матричного элемента уравнения (9) δ -функции определяет радиальные волновые числа k_{\perp} взаимодействующих волн. Из (7) и уравнения $\omega_m(k) = \omega_{m_1}(k_1)$ получаем, что колебания с азимутальным волновым числом m и радиальным волновым вектором k_{\perp} взаимодействуют с колебаниями с азимутальным волновым числом m_1 и волновым вектором $k_{1\perp}$ приближённо равным

$$k_{1\perp}^2 \rho_s^2 \approx \frac{b m_1}{m} (1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2) - 1, \quad (15)$$

где $b \approx 1 + (m^2/2k_{\perp}^2 r_0^2) \cos^2 \alpha_0$ - коэффициент, возникающий из-за различия в величине ω_{e_s} для волн с отличающимися значениями r_s (для гауссового профиля плотности $b = 1$). В этом случае величина $\cos^2 \alpha_0$ (13) равна

$$\cos^2 \alpha_0 = \frac{1}{m^2 k_{1\perp}^2 \rho_s^2} (m_1 - m) (m - m_1 k_{\perp}^2 \rho_s^2) \left(1 + \frac{m_1 m}{2k_{\perp}^2 r_0^2} \frac{(1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2)}{k_{1\perp}^2 \rho_s^2} \right). \quad (16)$$

Из условия $\cos^2 \alpha_0 \geq 0$ получим интервал азимутальных волновых чисел m_1 , воздействующих на волну m . Для коротковолновой части спектра, определяемой неравенством $k_{\perp} \rho_s > 1$, из (16) получим, что азимутальные волновые числа m_1 находятся в интервале

$$m(k_{\perp} \rho_s)^{-2} < m_1 < m. \quad (17)$$

В данном случае с волной (k_{\perp}, m) взаимодействуют только более длинные волны с азимутальными волновыми числами $m_1 < m$. В связи с этим нелинейный декремент $\Gamma_m(k)$ в уравнении (9), являющийся пропорциональным сумме $\sum_{m_1} (m_1 - m)$, будет отрицательным и волна (k_{\perp}, m) оказывается нелинейно-затухающей. В результате участок спектра с волновыми числами $k_{\perp} \rho_s > 1$ подавляется. Для длинноволновой части спектра, где ради-

альные волновые числа удовлетворяют условию $k_{\perp}\rho_s < 1$, из (16) получим следующий интервал азимутальных волновых чисел m_1

$$m < m_1 < m(k_{\perp}\rho_s)^{-2}. \quad (18)$$

В данном случае волна (k_{\perp}, m) испытывает воздействие только со стороны более коротких волн с азимутальными волновыми числами $m_1 > m$. Поэтому нелинейный декремент $\Gamma_m(k) \propto \sum_{m_1} (m_1 - m)$ будет положительным,

а волна (k_{\perp}, m) – нелинейно растущей. В результате весь участок спектра с волновыми числами $k_{\perp}\rho_s < 1$ будет нелинейно растущим. Сравнивая сценарии нелинейной эволюции дрейфовой неустойчивости в плазме с распределением плотности плазмы по радиусу (1) и плазмы с гауссовым распределением плотности [9,10], приходим к выводу об их полной идентичности. Отметим, что подобное поведение дрейфовой турбулентности было зафиксировано в лабораторных экспериментах с аксиально-симметричной радиально неоднородной плазмой.

Развитие дрейфовой турбулентности в нижнегибридной полости земной ионосферы будет приводить к турбулентной диффузии частиц в направлении уменьшения плотности, то есть к её оси, что в свою очередь приведёт к разрушению полости. Оценим характерное время изменения радиуса ведущего центра под действием дрейфовой турбулентности, которое по порядку величины даст время, за которое полость перестанет существовать. При этом воспользуемся результатом работы [13], в которой была получена оценка скорости квазилинейного изменения радиальной координаты ведущего центра ионов, возникающая в результате столкновений с турбулентными пульсациями электростатического поля

$$\frac{\partial R_i}{\partial t} = -\frac{1}{R_i} \frac{\partial}{\partial R_i} (R_i D_{R_i}), \quad (19)$$

где

$$D_{R_i} = \frac{c^2}{B_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int \frac{v_m(k)}{\omega_m^2(k) + v_m^2(k)} \frac{m^2}{R_i^2} I_m(k) J_m^2(k_{\perp} R_i) dk \quad (20)$$

– коэффициент диффузии ведущих центров ионов вдоль радиуса,

$$v_m(k) = \frac{k_{\perp}^2 e^2}{4m_i^2 \omega_{ci}^2} \sum_m \int dk' d\omega' k_{\perp}'^2 \frac{v_{m'}(k') I_{m'}(k', \omega')}{\omega_{m'}^2(k') + v_{m'}^2(k')} [J_{m'-1}^2(k'_{\perp} R) + J_{m'+1}^2(k'_{\perp} R)] \quad (21)$$

– частота столкновений ионов с турбулентными электростатическими полями дрейфовой турбулентности, причём в состоянии насыщения $v_m(k) = \gamma_m(k)$. Коэффициент диффузии можно также записать в виде

$$D_{R_i} = \frac{c^2}{B_0^2} \frac{v_m(k)}{\omega_m^2(k)} \langle \tilde{E}_{\varphi}^2(R_i) \rangle, \quad (22)$$

где

$$\langle \tilde{E}_{\varphi}^2(R_i) \rangle = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{m^2}{R_i^2} \int I_m(k) J_m^2(k_{\perp} R_i) dk \quad (23)$$

– среднее значение квадрата азимутальной составляющей переменного электрического поля дрейфовой турбулентности. Из уравнения (19) следует, что если выполняется условие $\partial(R_i D_{R_i}) / \partial R_i > 0$, то есть амплитуда поля дрейфовых колебаний растёт с увеличением радиуса, ионы в результате турбулентной диффузии совершают дрейф в сторону оси нижнегибридной полости и ионы, находящиеся на периферии полости заполняют её и полость исчезает. Выполним оценку скорости радиального дрейфа ведущих центров ионов к оси полости, используя данные измерений, полученные зондирующей ракетой ТОРАЗ III [3] в верхней части земной ионосферы. В геофизических экспериментах принято рассматривать спектральную плотность энергии волн w , которая определяется выражением

$$w = \frac{\langle \tilde{E}^2(R) \rangle}{f_m(k)}, \quad (23)$$

где $f_m(k) = \omega_m(k) / 2\pi$ – частота колебаний в Герцах. Представленное в работе [3] значение величины w в нижнегибридной полости составляет 0,1-0,3 (мВ/м)²/Гц, $B_0 = 0,36$ Гс, соответствующая оценка величины $\partial R_i / \partial t$ составляет приблизительно 60 м/с. Таким образом, при развитой дрейфовой турбулентности, ионы диффундируют к оси полости за время порядка 1 с. Данную величину можно рассматривать, как время существования НГУС, обусловленное турбулентной диффузией ионов в полости.

ВЫВОДЫ

Нижнегибридные уединенные структуры, наблюдаемые в верхней ионосфере и примыкающей к ней области магнитосферы Земли, отличаются повышенным уровнем низкочастотных широкополосных колебаний, которые практически отсутствуют в окружающей плазме. В настоящей работе показано, что существование таких колебаний можно объяснить возбуждением дрейфовой неустойчивости, которая возникает вследствие радиальной неоднородности плотности плазмы в нижнегибридной структуре. В работе проведен анализ нелинейной стадии неустойчивости, в котором использован формализм теории слабой турбулентности с использованием в качестве элементарных возмущений мелкомасштабных цилиндрических волн в виде функций Бесселя. Показано, что в результате индуцированного рассеяния волн на ионах, основного слабонелинейного процесса в аксиально-симметричной плазме, происходит подавление коротковолнового участка спектра $k_{\perp} \rho_s > 1$ волновых чисел k_{\perp} поперек магнитного поля и нелинейный рост дрейфовых волн для волновых чисел $k_{\perp} \rho_s \leq 1$. В результате развития "нелинейной" дрейфовой неустойчивости в плазме нижнегибридной полости возникает широкополосный спектр низкочастотных колебаний.

В работе также показано, что развитая дрейфовая турбулентность является причиной квазилинейной диффузии ионов в полости поперек магнитного поля, которая направлена к её оси в сторону уменьшения плотности. Эффект турбулентной диффузии ионов приводит к заполнению полости плазмой и уничтожению структуры. Выполненная оценка скорости турбулентной диффузии для параметров ионосферной плазмы показывает, что время жизни полости составляет порядка одной секунды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Labelle J., Kintner P.M., Yau A.W., Whalen B.A. Large amplitude wave packets observed in the ionosphere in association with transverse ion acceleration // *J. Geophys. Res.*—1986.—Vol.91.—P.7113-7118.
2. Arnoldy R.L., Lynch K.A., Kintner P.M., Vago J., Chesney S., Moore T.E., Pollock C.J. Bursts of transverse ion acceleration at rocket altitudes // *Geophys. Res. Lett.*—1992.—Vol.19.—P.413-416.
3. Vago J., Kintner P.M., Chesney S.W., Arnoldy R.L., Lynch K.A., Moore T.E., Pollock C.J. Transverse ion acceleration by localized hybrid waves in the topside auroral ionosphere // *J. Geophys. Res.*—1992.—Vol. 97.—P.16935-16957.
4. Lynch K.A., Arnoldy R.L., Bonnell J., Kintner P.M. The AMICIST auroral sounding rocket—A comparison of transverse ion acceleration methods // *Geophys. Res. Lett.*—1996.—Vol.23.—P.3293-3296.
5. McAdams K.L., LaBelle J., Schuck P.W., Kintner P.M. PHASE observations of lower hybrid burst structures occurring on density gradients // *Geophys. Res. Lett.*—1998.—Vol.25.—P.3091-3094.
6. Pecseli H.L., Iranpour K., Holter O., Lybekk B., Holtet J., Trulsen J., Eriksson A., Holback B. Lower-hybrid wave cavities detected by the FREJA satellite // *J. Geophys. Res.*—1996.—Vol.101.— P.5299-5316.
7. Kjus S.H., Pecseli H.L., Lybekk B., Holtet J., Trulsen J., Lur H., Eriksson A. Statistics of the lower hybrid wave cavities detected by the FREJA satellite // *J. Geophys. Res.*—1998.—Vol. 103.—P.26633-26647.
8. Tjulin A., Andre M., Eriksson A.I., Maksimovic M. Observations of lower hybrid cavities in the inner magnetosphere by the Cluster and Viking satellites // *Ann. Geophys.*—2004.—Vol.22. P.2961-2972.
9. Chibisov D.V., Mikhailenko V.S., Stepanov K.N. Drift wave turbulence of a radially inhomogeneous plasma // *Phys. Lett. A.*—1991.—Vol.157.—P.141-145.
10. Mikhailenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Dreyfovaya i dreyfovo-tsiklotronnaya turbulentnost' radial'no-neodnorodnoy aksial'no-simmetrichnoy plazmy // *Fizika plazmy.* — 1991. — T.17. — S.1224-1237.
11. Mikhailenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Drift turbulence of an azimuthally symmetric radially nonuniform plasma // *Plasma Phys. Rep.* —1995.—Vol.21.—S.149-158.
12. Hoymork S.H., Pecseli H.L., Lybekk B., Trulsen J., and Eriksson A. I. Cavitation of lower hybrid waves in the Earth's ionosphere: A model analysis // *J. Geophys. Res.*—2000.—Vol.105.—P.18519-18535.
13. Vakim E.Yu., Mikhaylenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Turbulentnoe rasseyaniye chastits v aksial'no simmetrichnoy radial'no neodnorodnoy vrashchayushcheysya plazme // *The Journal of Kharkiv National University, physical series "Nuclei, Particles, Fields"*. — 2000. - №490. — Iss.3(11). - S.53-61.

УДК 539.12

ЧАСТИЧНЫЙ ГАМИЛЬТОНОВ ФОРМАЛИЗМ, МНОГОВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА И СИНГУЛЯРНЫЕ ТЕОРИИ**С.А. Дуплій***Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна,
пл. Свободи, 4, Харків, 61022, Україна**E-mail: duplij@math.rutgers.edu, URL: http://math.rutgers.edu/~duplij*

Received 20 April 2013

В работе приводится формулировка сингулярных теорий (с вырожденными лагранжианами) без привлечения связей. Строится частичный гамильтонов формализм в редуцированном фазовом пространстве (с произвольным количеством импульсов). Уравнения движения становятся дифференциальными уравнениями первого порядка и совпадают с уравнениями многовременной динамики при определенных условиях, которыми в сингулярных теориях является совпадение числа обобщенных импульсов с рангом матрицы гессиана. Неканонические обобщенные скорости удовлетворяют системе алгебраических линейных уравнений, что задает соответствующую классификацию сингулярных теорий (калибровочные и некалибровочные). Для описания эволюции во времени физических величин вводится новая антисимметричная скобка (аналог скобки Пуассона). Показано, каким образом при расширении фазового пространства появляются связи, при этом новая скобка переходит в скобку Дирака. Кратко обсуждается квантование.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: действие, вырожденный лагранжиан, гамильтониан, гессиан, ранг, уравнение Гамильтона-Якоби, многовременная динамика, скобка

PARTIAL HAMILTONIAN FORMALISM, MULTI-TIME DYNAMICS AND SINGULAR THEORIES**S. A. Duplij***Department of Physics and Technology, V.N. Karazin Kharkov National University
Svoboda Sq. 4, Kharkov 61022, Ukraine**E-mail: duplij@math.rutgers.edu, URL: http://math.rutgers.edu/~duplij*

In this paper we formulate singular theories (determined by degenerate Lagrangians) without involving constraints. We construct a partial Hamiltonian formalism in reduced phase space (with arbitrary number of momenta). The equations of motion are first-order differential equations, and they coincide with ones of the multi-time dynamics under a certain condition, which in a singular theory is coincidence of number of generalized momenta to the rank of the Hessian matrix. Non-canonical generalized velocities satisfy the system of linear algebraic equations, which sets the appropriate classification of singular theories (gauge and nongauge). To describe the time evolution of physical quantities we introduce a new anti-symmetric bracket (similar to the Poisson bracket). It is shown how the extension of the phase space leads to constraints, and the new bracket goes into the Dirac bracket. Quantization is briefly discussed.

KEYWORDS: action, degenerated Lagrangian, Hamiltonian, Hessian, rank, Hamilton-Jacobi equation, many-time dynamics, bracket

ЧАСТКОВИЙ ГАМІЛЬТОНІВ ФОРМАЛІЗМ, БАГАТОЧАСОВА ДИНАМІКА ТА СИНГУЛЯРНІ ТЕОРІЇ**С. А. Дуплій***¹Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
пл. Свободи, 4, Харків, 61022, Україна**E-mail: duplij@math.rutgers.edu, URL: http://math.rutgers.edu/~duplij*

У роботі наводиться формулювання сингулярних теорій (з виродженими лагранжіанами) без залучення зв'язків. Будується частковий гамильтонів формалізм у редукованому фазовому просторі (з довільною кількістю імпульсів). Рівняння руху стають дифференціальними рівняннями першого порядку і збігаються з рівняннями багаточасової динаміки за певних умов, якими в сингулярних теоріях є збіг кількості узагальнених імпульсів з рангом матриці гессіана. Неканонічні узагальнені швидкості задовольняють системі алгебраїчних лінійних рівнянь, що задає відповідну класифікацію сингулярних теорій (калібрувальні та некалібрувальні). Для опису еволюції в часі фізичних величин вводиться нова антисиметрична дужка (аналог дужки Пуассона). Показано, яким чином при розширенні фазового простору з'являються зв'язки, при цьому нова дужка переходить в дужку Дірака. Коротко обговорюється квантування.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: дія, вироджений лагранжиан, гамильтоніан, гессіан, ранг, рівняння Гамільтона-Якобі, багаточасова динаміка, дужка

Многие современные физические модели являются калибровочными теориями (см., например, [1]), которые на классическом уровне описываются сингулярными (вырожденными) лагранжианами [2]. Обычно, для последовательного квантования используется гамильтонов формализм, переход к которому для сингулярных теорий нетривиален (из-за того, что невозможно непосредственно применить преобразование Лежандра [3, 4]) и требует дополнительных построений [5, 6]. Основная трудность заключается в появлении дополнительных соотношений между динамическими переменными, которые называются связями [7]. Далее, важным является разрешение этих связей и выделение физического подпространства (редуцированного фазового пространства), на котором можно последовательно проводить процедуру квантования [8, 9]. Несмотря на широкое применение теории связей [10, 11], она сама не лишена внутренних противоречий и проблем [12, 13]. Поэтому имеет смысл пересмотреть сам гамильтонов формализм для сингулярных теорий с вырожденными лагранжианами [14, 15].

Целью данной работы является описание сингулярных теорий без помощи связей. Вначале приводится построение частичного гамильтонового формализма, в котором для любой лагранжевой системы строится гамильтонова система с произвольным и заранее нефиксированным количеством импульсов (произвольно редуцированное фазовое пространство). Соответствующая система уравнений движения, полученная из принципа наименьшего действия, содержит производные первого порядка канонических переменных и производные второго порядка неканонических обобщенных координат. При определенных условиях уравнения для последних становятся дифференциально-алгебраическими уравнениями первого порядка, и такая физическая система эквивалентна многовременной динамике. Эти условия реализуются в теории с вырожденными лагранжианами, если выбрать число импульсов, которое совпадает с рангом гессиана. Тогда уравнения для неканонических обобщенных скоростей становятся алгебраическими, и динамика определяется в терминах новых скобок, которые, как и скобки Пуассона, являются антисимметричными и удовлетворяют тождеству Якоби. В приведенном формализме не возникает никаких дополнительных соотношений между динамическими переменными (связей). Показано, что, если расширить фазовое пространство так, чтобы импульсы были определены и для неканонических обобщенных скоростей, то в результате этого и появляются связи, а соответствующие формулы воспроизводят теорию связей Дирака [7]. Для ясности изложения мы пользуемся локальными координатами и рассматриваем системы с конечным числом степеней свободы.

ДЕЙСТВИЕ И ПОЛНЫЙ ГАМИЛЬТОНОВ ФОРМАЛИЗМ

Рассмотрим динамическую систему с конечным числом степеней свободы, которая может быть определена в терминах обобщенных координат $q^A(t)$, $A = 1, \dots, n$ (как функций времени) в конфигурационном пространстве Q_n размерности n . Эволюция динамической системы, то есть траектория в конфигурационном пространстве Q_n , определяется уравнениями движения, которые представляют собой дифференциальные уравнения для обобщенных координат $q^A(t)$ и их производных по времени $\dot{q}^A(t)$, где $\dot{q}^A(t) \equiv dq^A(t)/dt$, которые определяют касательное расслоение TQ ранга n (так что размерность тотального пространства равна $2n$) [16]. Здесь мы не рассматриваем системы с высшими производными (см., например, [17, 18]). Уравнения движения можно получить с помощью различных принципов действия, которые отождествляют реальную траекторию с требованием экстремальности некоторого функционала [19].

В стандартном принципе наименьшего действия [19] рассматривается функционал

$$S = \int_{t_0}^t L(t', q^A, \dot{q}^A) dt', \quad (1)$$

где дифференцируемая функция $L = L(t, q^A, \dot{q}^A)$ есть лагранжиан, а функционал (на экстремальных) $S = S(t, q^A)$ — действие динамической системы как функция верхнего предела t (при фиксированном нижнем пределе t_0). Рассмотрим бесконечно малую вариацию функционала (1) $\delta S = S(t + \delta t, q^A + \delta q^A) - S(t, q^A)$. Без потери общности можно считать, что на нижнем пределе вариация обращается в нуль $\delta q^A(t_0) = 0$, а на верхнем изменение траектории обозначим δq^A . Для вариации δS после интегрирования по частям получаем¹

$$\delta S = \int_{t_0}^t \left(\frac{\partial L}{\partial q^A} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}^A} \right) \right) \delta q^A(t') dt' + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^A} \delta q^A + \left(L - \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^A} \dot{q}^A \right) \delta t, \quad (2)$$

Тогда из принципа наименьшего действия $\delta S = 0$ стандартным образом получаем уравнения движения Эйлера-Лагранжа [20]

$$\frac{\partial L}{\partial q^A} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}^A} \right) = 0, \quad A = 1, \dots, n, \quad (3)$$

¹По повторяющимся нижним и верхним индексам подразумевается суммирование. Индексы внутри аргументов функций не суммируются и выписаны в явном виде для отличия между собой разных типов переменных.

которые определяют экстремали при условии закрепленных концов $\delta q^A = 0$ и $\delta t = 0$. Второе и третье слагаемые в (2) определяют полный дифференциал действия (на экстремалиях) как функцию $(n + 1)$ переменных: координат и верхнего предела интегрирования в (1)

$$dS = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^A} dq^A + \left(L - \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^A} \dot{q}^A \right) dt. \quad (4)$$

Таким образом, из определения действия (1) и (4) следует, что

$$\frac{dS}{dt} = L, \quad \frac{\partial S}{\partial q^A} = \frac{\partial L}{\partial q^A}, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = L - \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^A} \dot{q}^A. \quad (5)$$

В гамильтоновом формализме каждой координате q^A ставится в соответствие канонически сопряженный ей импульс p_A по формуле

$$p_A = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^A}, \quad A = 1, \dots, n. \quad (6)$$

Если система уравнений (6) разрешима относительно всех скоростей, то можно определить гамильтониан с помощью преобразования Лежандра

$$H = p_A \dot{q}^A - L, \quad (7)$$

которое определяет отображение между касательным и кокасательным расслоениями $TQ_{2n}^* \rightarrow TQ_{2n}$ [16]. В правой части (7) все скорости выражены через импульсы, так что $H = H(t, q^A, p_A)$ есть функция в фазовом пространстве (или на кокасательном расслоении TQ_{2n}^*), то есть зависящая от $2n$ канонических координат (q^A, p_A) . Поскольку в стандартном формализме каждая координата q^A имеет свой сопряженный импульс p_A по формуле (6), назовем его полным гамильтоновым формализмом (или гамильтоновым формализмом в полном фазовом пространстве TQ_{2n}^*).

Тогда дифференциал действия (4) может быть также записан в полном фазовом пространстве

$$dS = p_A dq^A - H dt. \quad (8)$$

Поэтому для частных производных действия получаем

$$\frac{\partial S}{\partial q^A} = p_A, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = -H(t, q^A, p_A), \quad (9)$$

откуда следует дифференциальное уравнение Гамильтона-Якоби

$$\frac{\partial S}{\partial t} + H\left(t, q^A, \frac{\partial S}{\partial q^A}\right) = 0. \quad (10)$$

Вариация действия

$$S = \int (p_A dq^A - H dt) \quad (11)$$

при рассмотрении координат и импульсов как независимых переменных и интегрировании по частям приводят стандартным образом [20] к уравнениям Гамильтона в дифференциальном виде²

$$dq^A = \frac{\partial H}{\partial p_A} dt, \quad dp_A = -\frac{\partial H}{\partial q^A} dt \quad (12)$$

для полного гамильтонового формализма (то есть динамическая система полностью задана на TQ_{2n}^*). Если ввести (полную) скобку Пуассона

$$\{A, B\}_{full} = \frac{\partial A}{\partial q^A} \frac{\partial B}{\partial p_A} - \frac{\partial B}{\partial q^A} \frac{\partial A}{\partial p_A}, \quad (13)$$

то уравнения (12) запишутся в стандартном виде [20]

$$dq^A = \{q^A, H\}_{full} dt, \quad dp_A = \{p_A, H\}_{full} dt. \quad (14)$$

Понятно, что обе формулировки принципа наименьшего действия (1) и (11) полностью эквивалентны (описывают одну и ту же динамику) при определениях импульсов (6) и гамильтониана (7).

²Уравнения (12) являются условиями замкнутости дифференциальной 1-формы (8) (Пуанкаре-Картана) [16].

ЧАСТИЧНЫЙ ГАМИЛЬТОНОВ ФОРМАЛИЗМ

Переход от полного к частичному гамильтонову формализму и многовременной динамике может быть проведен с помощью следующей аналогии [19]. При изучении параметрической формы канонических уравнений и действия (11) формально вводилось расширенное фазовое пространство с дополнительными координатой и импульсом

$$q^{n+1} = t, \quad (15)$$

$$p_{n+1} = -H. \quad (16)$$

Тогда действие (11) принимает симметричный вид и содержит только первое слагаемое [19]. Здесь мы поступим противоположным образом и зададимся вопросом: можно ли наоборот, уменьшить количество импульсов, описывающих динамическую систему, то есть сформулировать частичный гамильтонов формализм, который был бы эквивалентен (на классическом уровне) лагранжевому формализму? Иными словами, можно ли описать систему с начальным действием (1) в редуцированном фазовом пространстве, построить в нем некоторый аналог действия (11), и какие дополнительные условия для этого необходимы?

Оказывается, что ответ на все эти вопросы положительный и приводит к описанию сингулярных теорий (с вырожденным лагранжианом) без введения связей [14, 15].

Определим частичный гамильтонов формализм так, что сопряженный импульс ставится в соответствие не каждой q^A по формуле (6), а только для первых $n_p < n$ обобщенных координат³, которые назовем каноническими и обозначим $q^i, i = 1, \dots, n_p$. Полученное редуцированное многообразие $TQ_{2n_p}^*$ определяется $2n_p$ редуцированными каноническими координатами (q^i, p_i) . Остальные обобщенные координаты (и скорости) будем называть неканоническими q^α (и \dot{q}^α), $\alpha = n_p + 1, \dots, n$, они образуют конфигурационное подпространство Q_{n-n_p} , которому соответствует касательное расслоение $TQ_{2(n-n_p)}$ (нижний индекс обозначает соответствующую размерность тотального пространства). Таким образом, динамическая система теперь задается на прямом произведении (многообразий) $TQ_{2n_p}^* \times TQ_{2(n-n_p)}$.

Для редуцированных обобщенных импульсов имеем

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^i}, \quad i = 1, \dots, n_p. \quad (17)$$

Частичный гамильтониан, по аналогии с (7), определяется частичным преобразованием Лежандра

$$H_0 = p_i \dot{q}^i + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^\alpha} \dot{q}^\alpha - L, \quad (18)$$

которое определяет (частичное) отображение $TQ_{2n_p}^* \times TQ_{2(n-n_p)} \rightarrow TQ_{2n}$ (см. (7)). В (18) канонические обобщенные скорости \dot{q}^i выражены через редуцированные канонические импульсы p_i с помощью (17). Для дифференциала действия (8) можно записать

$$dS = p_i dq^i + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^\alpha} dq^\alpha - H_0 dt. \quad (19)$$

Введем обозначение

$$H_\alpha = -\frac{\partial L}{\partial \dot{q}^\alpha}, \quad \alpha = n_p + 1, \dots, n \quad (20)$$

и назовем функции H_α дополнительными гамильтонианами, тогда

$$dS = p_i dq^i - H_\alpha dq^\alpha - H_0 dt. \quad (21)$$

Отметим, что без второго слагаемого частичный гамильтониан (18) представляет собой функцию Раусса, в терминах которой можно переформулировать уравнения движения Лагранжа [20]. Однако последовательная формулировка принципа наименьшего действия для S и многовременной динамики сингулярных систем [14] естественна в терминах введенных дополнительных гамильтонианов H_α (20).

Таким образом, в частичном гамильтоновом формализме динамика системы полностью определяется не одним гамильтонианом, а набором из $(n - n_p + 1)$ гамильтонианов $H_0, H_\alpha, \alpha = n_p + 1, \dots, n$.

³Это можно всегда сделать соответствующим переобозначением переменных.

Действительно, из (21) следует, что частные производные действия $S = S(t, q^i, q^\alpha)$ имеют вид (см. (9))

$$\frac{\partial S}{\partial q^i} = p_i, \quad (22)$$

$$\frac{\partial S}{\partial q^\alpha} = -H_\alpha(t, q^i, p_i, q^\alpha, \dot{q}^\alpha), \quad (23)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -H_0(t, q^i, p_i, q^\alpha, \dot{q}^\alpha), \quad (24)$$

откуда получаем систему $(n - n_p + 1)$ уравнений типа Гамильтона-Якоби

$$\frac{\partial S}{\partial t} + H_0\left(t, q^i, \frac{\partial S}{\partial q^i}, q^\alpha, \dot{q}^\alpha\right) = 0, \quad (25)$$

$$\frac{\partial S}{\partial q^\alpha} + H_\alpha\left(t, q^i, \frac{\partial S}{\partial q^i}, q^\alpha, \dot{q}^\alpha\right) = 0. \quad (26)$$

Теперь, на прямом произведении $TQ_{2n_p}^* \times TQ_{2(n-n_p)}$ действие имеет вид

$$S = \int (p_i dq^i - H_\alpha dq^\alpha - H_0 dt). \quad (27)$$

Варьирование в (27) производится независимо по $2n_p$ редуцированным каноническим координатам q^i, p_i и по $(n - n_p)$ неканоническим обобщенным координатам q^α . В предположении, что вариации $\delta q^i, \delta p_i, \delta q^\alpha$ на верхнем и нижнем пределах зануляются, после интегрирования по частям для вариации действия (27) получаем

$$\begin{aligned} \delta S = & \int \delta p_i \left[dq^i - \frac{\partial H_0}{\partial p_i} dt - \frac{\partial H_\beta}{\partial p_i} dq^\beta \right] + \int \delta q^i \left[-dp_i - \frac{\partial H_0}{\partial q^i} dt - \frac{\partial H_\beta}{\partial q^i} dq^\beta \right] + \\ & \int \delta q^\alpha \left[\frac{\partial H_\alpha}{\partial \dot{q}^\beta} d\dot{q}^\beta + \frac{\partial H_\alpha}{\partial q^i} dq^i + \frac{\partial H_\alpha}{\partial p_i} dp_i + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H_0}{\partial \dot{q}^\alpha} + \frac{\partial H_\beta}{\partial \dot{q}^\alpha} \dot{q}^\beta \right) dt + \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial H_\alpha}{\partial q^\beta} - \frac{\partial H_\beta}{\partial q^\alpha} \right) dq^\beta + \left(\frac{\partial H_\alpha}{\partial t} - \frac{\partial H_0}{\partial q^\alpha} \right) dt \right]. \quad (28) \end{aligned}$$

Уравнения движения для частичного гамильтонового формализма можно получить из принципа наименьшего действия $\delta S = 0$. Принимая во внимание тот факт, что вариации $\delta q^i, \delta p_i, \delta q^\alpha$ независимы, коэффициенты при них (каждая квадратная скобка в (28)) обращаются в нуль.

Введем скобки Пуассона для двух функций A и B на редуцированном фазовом пространстве

$$\{A, B\} = \frac{\partial A}{\partial q^i} \frac{\partial B}{\partial p_i} - \frac{\partial B}{\partial q^i} \frac{\partial A}{\partial p_i}. \quad (29)$$

Тогда, подставляя dq^i и dp_i из первой строки (28) во вторую строку, получаем уравнения движения на $TQ_{2n_p}^* \times TQ_{2(n-n_p)}$ в дифференциальном виде

$$dq^i = \{q^i, H_0\} dt + \{q^i, H_\beta\} dq^\beta, \quad (30)$$

$$dp_i = \{p_i, H_0\} dt + \{p_i, H_\beta\} dq^\beta, \quad (31)$$

$$\frac{\partial H_\alpha}{\partial \dot{q}^\beta} d\dot{q}^\beta + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H_0}{\partial \dot{q}^\alpha} + \frac{\partial H_\beta}{\partial \dot{q}^\alpha} \dot{q}^\beta \right) dt = \left(\frac{\partial H_\beta}{\partial q^\alpha} - \frac{\partial H_\alpha}{\partial q^\beta} + \{H_\beta, H_\alpha\} \right) dq^\beta + \left(\frac{\partial H_0}{\partial q^\alpha} - \frac{\partial H_\alpha}{\partial t} + \{H_0, H_\alpha\} \right) dt. \quad (32)$$

Осюда видно, что на $TQ_{2n_p}^*$ мы получили уравнения первого порядка (30)–(31) для канонических координат q^i, p_i , как это и должно быть (см. (12)), в то время, как на (неканоническом) подпространстве $TQ_{2(n-n_p)}$ уравнения (32) остались второго порядка относительно неканонических обобщенных координат q^α , а именно

$$\dot{q}^i = \{q^i, H_0\} + \{q^i, H_\beta\} \dot{q}^\beta, \quad (33)$$

$$\dot{p}_i = \{p_i, H_0\} + \{p_i, H_\beta\} \dot{q}^\beta, \quad (34)$$

$$\frac{\partial H_\alpha}{\partial \dot{q}^\beta} \dot{q}^\beta + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H_0}{\partial \dot{q}^\alpha} + \frac{\partial H_\beta}{\partial \dot{q}^\alpha} \dot{q}^\beta \right) = \left(\frac{\partial H_\beta}{\partial q^\alpha} - \frac{\partial H_\alpha}{\partial q^\beta} + \{H_\beta, H_\alpha\} \right) \dot{q}^\beta + \left(\frac{\partial H_0}{\partial q^\alpha} - \frac{\partial H_\alpha}{\partial t} + \{H_0, H_\alpha\} \right). \quad (35)$$

Важно отметить, что полученная система уравнений движения (33)–(35) частичного гамильтонового формализма справедлива при любом числе редуцированных импульсов

$$0 \leq n_p \leq n, \quad (36)$$

то есть не зависит от размерности редуцированного фазового пространства. При этом, граничные значения n_p соответствуют лагранжевому и гамильтоновому формализму соответственно, так что имеем три случая, которые описываются уравнениями (33)–(35):

1. $n_p = 0$ — лагранжев формализм на TQ_{2n} (остается последнее уравнение (35) без скобок Пуассона) и $\alpha = 1, \dots, n$;
2. $0 < n_p < n$ — частичный гамильтонов формализм на $TQ_{2n_p}^* \times TQ_{2(n-n_p)}$ (рассматриваются все уравнения);
3. $n_p = n$ — стандартный гамильтонов формализм на TQ_{2n}^* (остаются первые два уравнения (33)–(34) без вторых слагаемых, содержащих неканонические обобщенные скорости), что совпадает с (12) и $i = 1, \dots, n$.

Покажем, что в случае 1) получаются уравнения Лагранжа (для неканонических переменных q^α). Действительно, уравнение (35) без скобок Пуассона (при $n_p = 0$ канонических переменных q^i, p_i вообще нет) переписывается в виде

$$\frac{\partial H_\alpha}{\partial \dot{q}^\beta} \ddot{q}^\beta + \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}^\alpha} (H_0 + H_\beta \dot{q}^\beta) - \frac{dH_\alpha}{dt} = \frac{\partial}{\partial q^\alpha} (H_0 + H_\beta \dot{q}^\beta) - \frac{\partial H_\alpha}{\partial q^\beta} \dot{q}^\beta - \frac{\partial H_\alpha}{\partial t}, \quad (37)$$

где мы использовали

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H_0}{\partial \dot{q}^\alpha} + \frac{\partial H_\beta}{\partial \dot{q}^\alpha} \dot{q}^\beta \right) = \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial \dot{q}^\alpha} (H_0 + H_\beta \dot{q}^\beta) - H_\beta \frac{\partial}{\partial \dot{q}^\alpha} \dot{q}^\beta \right] = \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial \dot{q}^\alpha} (H_0 + H_\beta \dot{q}^\beta) - H_\alpha \right]. \quad (38)$$

Учитывая выражение для полной производной dH_α/dt , из (37) получаем

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}^\alpha} (H_0 + H_\beta \dot{q}^\beta) = \frac{\partial}{\partial q^\alpha} (H_0 + H_\beta \dot{q}^\beta). \quad (39)$$

Формула определения предельного (без переменных q^i, p_i) частичного гамильтониана (18) с учетом (20) есть

$$H_0 = -H_\alpha \dot{q}^\alpha - L. \quad (40)$$

Отсюда $H_0 + H_\beta \dot{q}^\beta = -L$, так что из (39) получаем уравнения Лагранжа в неканоническом секторе

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}^\alpha} L = \frac{\partial}{\partial q^\alpha} L. \quad (41)$$

Как и в стандартном гамильтоновом формализме [20], нетривиальная динамика в неканоническом секторе определяется наличием слагаемых со вторыми производными, то есть присутствием ненулевых слагаемых в левой части и полных производных по времени в правой части (35). Рассмотрим частный случай частичного гамильтонового формализма, когда этих слагаемых нет, и назовем его нединамическим в неканоническом секторе. Для этого необходимо выполнение условий на гамильтонианы

$$\frac{\partial H_0}{\partial \dot{q}^\beta} = 0, \quad \frac{\partial H_\alpha}{\partial \dot{q}^\beta} = 0, \quad \alpha, \beta = n_p + 1, \dots, n. \quad (42)$$

Тогда в (35) останется только правая часть, которую запишем в виде

$$\left(\frac{\partial H_\beta}{\partial q^\alpha} - \frac{\partial H_\alpha}{\partial q^\beta} + \{H_\beta, H_\alpha\} \right) \dot{q}^\beta = - \left(\frac{\partial H_0}{\partial q^\alpha} - \frac{\partial H_\alpha}{\partial t} + \{H_0, H_\alpha\} \right), \quad (43)$$

что представляет собой систему алгебраических линейных уравнений для неканонических скоростей \dot{q}^α при заданных гамильтонианах H_0, H_α . Поскольку в (43) отсутствуют неканонические ускорения \ddot{q}^α , то на $TQ_{2(n-n_p)}$ при выполнении условий (42) нет и реальной динамики. Это позволяет провести для нединамического в неканоническом секторе частичного гамильтонового формализма следующую аналогию.

МНОГОВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА

Условия (42) означают, что гамильтонианы не зависят явным образом от неканонических скоростей, то есть $H_0 = H_0(t, q^i, p_i, q^\alpha)$, $H_\alpha = H_\alpha(t, q^i, p_i, q^\alpha)$, $\alpha = n_p + 1, \dots, n$. Таким образом, динамическая задача определяется на многообразии $TQ_{2n_p}^* \times Q_{(n-n_p)}$, так что q^α фактически играют роль действительных параметров, аналогичных времени⁴. Вспоминая интерпретацию (15) и обращая ее, можно трактовать $(n - n_p)$ неканонических обобщенных координат q^α как $(n - n_p)$ дополнительных (к t) времен, а H_α как $(n - n_p)$ соответствующих гамильтонианов. Действительно, введем обозначения

$$\tau^\mu = t, \quad H_\mu = H_0, \quad \mu = 0, \quad (44)$$

$$\tau^\mu = q^{\mu+n_p}, \quad H_\mu = H_{\mu+n_p}, \quad \mu = 1, \dots, (n - n_p) \quad (45)$$

где $H_\mu = H_\mu(\tau_\mu, q^i, p_i)$ — гамильтонианы многовременной динамики с $(n - n_p + 1)$ временами τ^μ . В этой формулировке дифференциал действия многовременной динамики $S = S(\tau^\mu, q^i)$ как функции новых времен запишется в виде

$$dS = p_i dq^i - H_\mu d\tau^\mu. \quad (46)$$

Отсюда следует, что частные производные действия S равны

$$\frac{\partial S}{\partial q^i} = p_i, \quad \frac{\partial S}{\partial \tau^\mu} = -H_\mu, \quad (47)$$

и система $(n - n_p + 1)$ уравнений Гамильтона-Якоби для многовременной динамики имеет вид

$$\frac{\partial S}{\partial \tau^\mu} + H_\mu \left(\tau_\mu, q^i, \frac{\partial S}{\partial q^i} \right) = 0, \quad \mu = 0, \dots, (n - n_p). \quad (48)$$

Отметим, что из (47) и (1) следует дополнительное соотношение на H_μ . Действительно, продифференцируем уравнение Гамильтона-Якоби (1) по τ^ν

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 S}{\partial \tau^\mu \partial \tau^\nu} &= -\frac{\partial H_\mu}{\partial \tau^\nu} - \frac{\partial H_\mu}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial \tau^\nu} \frac{\partial S}{\partial q^i} = -\frac{\partial H_\mu}{\partial \tau^\nu} - \frac{\partial H_\mu}{\partial p_i} \left(-\frac{\partial H_\nu}{\partial q^i} - \frac{\partial H_\nu}{\partial p_j} \frac{\partial}{\partial q^i} \frac{\partial S}{\partial q^j} \right) \\ &= -\frac{\partial H_\mu}{\partial \tau^\nu} + \frac{\partial H_\mu}{\partial p_i} \frac{\partial H_\nu}{\partial q^i} + \frac{\partial H_\mu}{\partial p_i} \frac{\partial H_\nu}{\partial p_j} \frac{\partial^2 S}{\partial q^i \partial q^j}. \end{aligned} \quad (49)$$

Тогда антисимметризация (49) дает условия интегрируемости

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \tau^\nu \partial \tau^\mu} - \frac{\partial^2 S}{\partial \tau^\mu \partial \tau^\nu} = \frac{\partial H_\mu}{\partial \tau^\nu} - \frac{\partial H_\nu}{\partial \tau^\mu} + \{H_\mu, H_\nu\} = 0. \quad (50)$$

Чтобы получить уравнения движения, необходимо занулить $\delta S = 0$ вариацию действия

$$S = \int (p_i dq^i - H_\mu d\tau^\mu) \quad (51)$$

при независимых вариациях δq^i , δp_i , $\delta \tau^\mu$, исчезающих на концах интервала интегрирования. Получаем

$$\delta S = \int \delta p_i \left(dq^i - \frac{\partial H_\mu}{\partial p_i} d\tau^\mu \right) + \int \delta q^i \left(-dp_i - \frac{\partial H_\mu}{\partial q^i} d\tau^\mu \right), \quad (52)$$

откуда следуют уравнения Гамильтона для многовременной динамики в дифференциальном виде [21]

$$dq^i = \{q^i, H_\mu\} d\tau^\mu, \quad (53)$$

$$dp_i = \{p_i, H_\mu\} d\tau^\mu, \quad (54)$$

которые совпадают с (30)–(31). Условия интегрируемости (50) можно также записать в дифференциальном виде⁵

$$\left(\frac{\partial H_\mu}{\partial \tau^\nu} - \frac{\partial H_\nu}{\partial \tau^\mu} + \{H_\mu, H_\nu\} \right) d\tau^\nu = 0, \quad \mu, \nu = 0, \dots, (n - n_p) \quad (55)$$

что совпадает с уравнениями (43), записанными также в дифференциальном виде. Таким образом, мы показали, что нединамический в неканоническом секторе вариант частичного гамильтонового формализма (определяемый уравнениями движения (33)–(35) с дополнительными условиями (42)) может быть сформулирован как многовременная динамика с числом времен $(n - n_p + 1)$ и уравнениями (53)–(55). При этом, в обеих формулировках размерность фазового пространства (и число обобщенных импульсов n_p) произвольна.

⁴В нединамическом случае $Q_{(n-n_p)}$ изоморфно реальному пространству $R_{(n-n_p)}$.

⁵Как и в стандартном случае [16], уравнения (53)–(55) являются условиями замкнутости дифференциальной 1-формы (46).

СИНГУЛЯРНЫЕ ТЕОРИИ

Рассмотрим более подробно условия (42) и выразим их в терминах лагранжиана. Используя (18) и определение дополнительных гамильтонианов (20), получаем

$$\frac{\partial^2 L}{\partial \dot{q}^\alpha \partial \dot{q}^\beta} = 0, \quad \alpha, \beta = n_p + 1, \dots, n. \quad (56)$$

Это означает, что динамика описывается вырожденным лагранжианом (сингулярная теория), так что ранг r_W матрицы гессиана

$$W_{AB} = \left\| \frac{\partial^2 L}{\partial \dot{q}^A \partial \dot{q}^B} \right\|, \quad A, B = 1, \dots, n \quad (57)$$

не только меньше размерности конфигурационного пространства n , но и меньше либо равна числу импульсов (из-за (56))

$$r_W \leq n_p. \quad (58)$$

При рассмотрении строгого неравенства в (58) мы получаем, что определение “лишних” ($n_p - r_W$) импульсов приводит к появлению ($n_p - r_W$) связей, в точности, как и в теории связей Дирака [7], где появляется ($n - r_W$) (первичных) связей, если пользоваться стандартным гамильтоновым формализмом. Важно, что размерность конфигурационного пространства n и ранг матрицы гессиана r_W фиксированы самой постановкой задачи, что не позволяет произвольно изменять число связей. В случае частичного гамильтонового формализма число импульсов n_p есть свободный параметр, который может быть выбран так, чтобы связи вообще не появлялись. Для этого естественно приравнять число импульсов рангу гессиана

$$n_p = r_W. \quad (59)$$

В результате, с одной стороны, сингулярная динамика (теория с вырожденным лагранжианом) может быть сформулирована как многовременная динамика с ($n - r_W + 1$) временами (как в предыдущем разделе), а с другой стороны в такой формулировке не будет возникать (первичных, а, следовательно, и вторичных, и более высокого рода) связей [14, 15].

Для этого, во-первых, переименуем индексы матрицы гессиана W_{AB} (57) таким образом, чтобы несингулярный минор ранга r_W находился в верхнем левом углу, при этом латинскими буквами i, j обозначим первые r_W индексов, а греческими буквами остальные ($n - r_W$) индексов α, β . Далее, запишем уравнения движения (33)–(34), (43) в виде

$$\dot{q}^i = \{q^i, H_0\} + \{q^i, H_\beta\} \dot{q}^\beta, \quad (60)$$

$$\dot{p}_i = \{p_i, H_0\} + \{p_i, H_\beta\} \dot{q}^\beta, \quad (61)$$

$$F_{\alpha\beta} \dot{q}^\beta = G_\alpha, \quad (62)$$

где значения индексов связаны с рангом гессиана $i = 1, \dots, r_W, \alpha, \beta = r_W + 1, \dots, n$, и

$$F_{\alpha\beta} = \frac{\partial H_\alpha}{\partial \dot{q}^\beta} - \frac{\partial H_\beta}{\partial \dot{q}^\alpha} + \{H_\alpha, H_\beta\}, \quad (63)$$

$$G_\alpha = D_\alpha H_0 = \frac{\partial H_0}{\partial \dot{q}^\alpha} - \frac{\partial H_\alpha}{\partial t} + \{H_0, H_\alpha\}. \quad (64)$$

Отметим, что система уравнений (60)–(64) совпадает с уравнениями, полученными в подходе к сингулярным теориям, использующим смешанные решения уравнения Клеро [14, 15] (за исключением слагаемого с производной H_α по времени в (64)).

Уравнения (60)–(62) представляют собой систему дифференциальных уравнений первого порядка для канонических координат q^i, p_i , в то время, как относительно неканонических скоростей \dot{q}^α — это алгебраическая система. Действительно, (62) есть обычная система линейных уравнений относительно \dot{q}^α , по свойствам решений которой можно классифицировать классические сингулярные теории. Будем рассматривать только те случаи, когда система (62) совместна, тогда имеется две возможности, определяемые рангом антисимметричной матрицы $F_{\alpha\beta}$

1. Некалибровочная теория, когда $\text{rank } F_{\alpha\beta} = r_F = n - r_W$ полный, так что матрица $F_{\alpha\beta}$ обратима. Тогда из (62) можно определить все неканонические скорости

$$\dot{q}^\alpha = \bar{F}^{\alpha\beta} G_\beta, \quad (65)$$

где $\bar{F}^{\alpha\beta}$ — матрица, обратная к $F_{\alpha\beta}$, определяемая уравнением $\bar{F}^{\alpha\beta} F_{\beta\gamma} = F_{\gamma\beta} \bar{F}^{\beta\alpha} = \delta^\alpha_\gamma$.

2. Калибровочная теория, когда ранг $F_{\alpha\beta}$ неполный, то есть $r_F < n - r_W$, и матрица $F_{\alpha\beta}$ необратима. В этом случае из (62) находятся только r_F неканонических скоростей, в то время, как $(n - r_W - r_F)$ скоростей остаются произвольными калибровочными параметрами, которые соответствуют симметриям сингулярной динамической системы. В частном случае $r_F = 0$ (или нулевой матрицы $F_{\alpha\beta}$) из (62) получаем

$$G_\alpha = 0, \quad (66)$$

и все неканонические скорости являются $(n - r_W)$ калибровочными параметрами теории.

В первом случае (некалибровочной теории) можно исключить все неканонические скорости с помощью (65) и подставить в (60)–(61). Тогда получаем уравнения типа Гамильтона для некалибровочной сингулярной системы

$$\dot{q}^i = \{q^i, H_0\}_{nongauge}, \quad (67)$$

$$\dot{p}_i = \{p_i, H_0\}_{nongauge}, \quad (68)$$

где мы ввели новую (некалибровочную) скобку для двух динамических величин A, B

$$\{A, B\}_{nongauge} = \{A, B\} + D_\alpha A \cdot \bar{F}^{\alpha\beta} \cdot D_\beta B, \quad (69)$$

и D_α определено в (64). Из (67)–(68) следует, что новая некалибровочная скобка (69) однозначно определяет эволюцию любой динамической величины A от времени

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \{A, H_0\}_{nongauge}. \quad (70)$$

Важно, что некалибровочная скобка (69) обладает всеми свойствами скобки Пуассона: она антисимметрична и удовлетворяет тождеству Якоби. Поэтому определение (69) может рассматриваться как некоторая деформация скобки Пуассона, но только не для всех $2n$ переменных, как в стандартном случае, а только для $2r_W$ канонических $(q^i, p_i), i = 1, \dots, r_W$. Из (69) и (70) следует, что, как и в стандартном случае, если H_0 не зависит явно от времени, то он сохраняется.

Во втором случае (калибровочной теории) можно исключить только часть неканонических скоростей \dot{q}^α , число которых равно рангу r_F матрицы $F_{\alpha\beta}$, а остальные скорости остаются произвольными и могут служить калибровочными параметрами. Действительно, если матрица $F_{\alpha\beta}$ сингулярна и имеет ранг r_F , то можно снова привести ее к такому виду, что несингулярный минор размером $r_F \times r_F$ будет находиться в левом верхнем углу. Тогда в системе (62) только первые r_F уравнений будут независимы. Представим (“неканонические”) индексы $\alpha, \beta = r_W + 1, \dots, n$ в виде пар $(\alpha_1, \alpha_2), (\beta_1, \beta_2)$, где $\alpha_1, \beta_1 = r_W + 1, \dots, r_F$ нумеруют первые r_F независимых строк матрицы $F_{\alpha\beta}$ и соответствуют ее несингулярному минору $F_{\alpha_1\beta_1}$, остальные $(n - r_W - r_F)$ строк будут зависимы от первых, и $\alpha_2, \beta_2 = r_F + 1, \dots, n$. Тогда система (62) может быть записана в виде

$$F_{\alpha_1\beta_1} \dot{q}^{\beta_1} + F_{\alpha_1\beta_2} \dot{q}^{\beta_2} = G_{\alpha_1}, \quad (71)$$

$$F_{\alpha_2\beta_1} \dot{q}^{\beta_1} + F_{\alpha_2\beta_2} \dot{q}^{\beta_2} = G_{\alpha_2}. \quad (72)$$

Поскольку $F_{\alpha_1\beta_1}$ несингулярна по построению, мы можем выразить первые r_F неканонических скоростей \dot{q}^{α_1} через остальные $(n - r_W - r_F)$ скорости \dot{q}^{α_2}

$$\dot{q}^{\alpha_1} = \bar{F}^{\alpha_1\beta_1} G_{\beta_1} - \bar{F}^{\alpha_1\beta_1} F_{\beta_1\alpha_2} \dot{q}^{\alpha_2}, \quad (73)$$

где $\bar{F}^{\alpha_1\beta_1}$ — $r_F \times r_F$ -матрица, обратная к $F_{\alpha_1\beta_1}$. Далее, из-за того, что $\text{rank } F_{\alpha_1\beta_1} = r_F$, можно выразить остальные блоки через несингулярный блок $F_{\alpha_1\beta_1}$ следующим образом

$$F_{\alpha_2\beta_1} = \lambda_{\alpha_2}^{\alpha_1} F_{\alpha_1\beta_1}, \quad (74)$$

$$F_{\alpha_2\beta_2} = \lambda_{\alpha_2}^{\alpha_1} F_{\alpha_1\beta_2} = \lambda_{\alpha_2}^{\alpha_1} \lambda_{\beta_2}^{\gamma_1} F_{\alpha_1\gamma_1}, \quad (75)$$

$$G_{\alpha_2} = \lambda_{\alpha_2}^{\alpha_1} G_{\alpha_1}, \quad (76)$$

где $\lambda_{\alpha_2}^{\alpha_1} = \lambda_{\alpha_2}^{\alpha_1}(q^i, p_i, q^\alpha)$ — $r_F \times (n - r_W - r_F)$ гладких функций. Поскольку матрица $F_{\alpha\beta}$ задана, то мы можем определить все функции $\lambda_{\alpha_2}^{\alpha_1}$ из $r_F \times (n - r_W - r_F)$ уравнений (74)

$$\lambda_{\alpha_2}^{\alpha_1} = F_{\alpha_2\beta_1} \bar{F}^{\alpha_1\beta_1}. \quad (77)$$

Из-за того, что $(n - r_W - r_F)$ скоростей \dot{q}^{α_2} произвольны, мы можем положить их равными нулю

$$\dot{q}^{\alpha_2} = 0, \quad \alpha_2 = r_F + 1, \dots, n, \quad (78)$$

что можно считать некоторым калибровочным условием. Тогда из (73) следует, что

$$\dot{q}^{\alpha_1} = \bar{F}^{\alpha_1 \beta_1} G_{\beta_1}, \quad \alpha_1 = r_W + 1, \dots, r_F. \quad (79)$$

По аналогии с (69) введем новые (калибровочные) скобки

$$\{A, B\}_{gauge} = \{A, B\} + D_{\alpha_1} A \cdot \bar{F}^{\alpha_1 \beta_1} \cdot D_{\beta_1} B. \quad (80)$$

Тогда уравнения движения (60)–(62) запишутся в гамильтоновом виде, как и (67)–(68)

$$\dot{q}^i = \{q^i, H_0\}_{gauge}, \quad (81)$$

$$\dot{p}_i = \{p_i, H_0\}_{gauge}. \quad (82)$$

Эволюция физической величины A во времени, как и (70), также определяется калибровочной скобкой (80)

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \{A, H_0\}_{gauge}. \quad (83)$$

В частном предельном случае нулевого ранга $r_F = 0$ имеем

$$F_{\alpha\beta} = 0, \quad (84)$$

а, следовательно, все дополнительные гамильтонианы зануляются $H_\alpha = 0$, тогда из определения (20) видно, что лагранжиан не зависит от неканонических скоростей \dot{q}^α и поэтому с учетом (84) из (62) получаем, что и частичный гамильтониан H_0 не зависит от неканонических обобщенных координат q^α

$$\frac{\partial H_0}{\partial q^\alpha} = 0 \quad (85)$$

при условии независимости H_0 от времени явно. В этом случае калибровочные скобки совпадают со скобками Пуассона, поскольку второе слагаемое в (80) зануляется.

Таким образом, мы показали, что сингулярные теории (с вырожденным лагранжианом) на классическом уровне могут быть описаны в рамках частичного гамильтонового формализма с числом импульсов n_p , равном рангу r_W матрицы гессiana $n_p = r_W$ или сформулированы как многовременная динамика с числом времен $(n - r_W + 1)$ без введения дополнительных соотношений на динамические переменные (связей).

ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СВЯЗЕЙ

Как было отмечено выше (после (58)), введение дополнительных динамических переменных с необходимостью должно приводить к появлению дополнительных соотношений на них. Например, введем в рассмотрение “лишние” импульсы p_α (поскольку мы получили полное описание динамики и без них), которые соответствуют неканоническим обобщенным скоростям \dot{q}^α по стандартному определению [7]

$$p_\alpha = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^\alpha}, \quad \alpha = r_W + 1, \dots, n, \quad (86)$$

так что (86) вместе с определением канонических обобщенных импульсов (17) совпадают с определением “полных” импульсов (6). Пользуясь определением дополнительных гамильтонианов (20), получаем столько же $(n - r_W)$ соотношений

$$\Phi_\alpha = p_\alpha + H_\alpha = 0, \quad \alpha = r_W + 1, \dots, n, \quad (87)$$

которые называются (первичными) связями [7] (в разрешенном виде). Эти соотношения напоминают процедуру расширения фазового пространства (16). Можно ввести любое количество $n_p^{(add)}$ “лишних” импульсов $0 \leq n_p^{(add)} \leq n - r_W$, тогда в теории появится столько же $n_p^{(add)}$ (первичных) связей. В частичном гамильтоновом формализме нами был рассмотрен случай $n_p^{(add)} = 0$, в то время как в теории Дирака $n_p^{(add)} = n - r_W$, хотя можно взять и промежуточные варианты, что обуславливается конкретной задачей.

Переход к гамильтониану по стандартной формуле

$$H_{total} = p_i \dot{q}^i + p_\alpha \dot{q}^\alpha - L, \quad (88)$$

напрямую невозможен, поскольку нельзя выразить неканонические скорости \dot{q}^α через “лишние” импульсы p_α и далее применить преобразование Лежандра. Но можно преобразовать H_{total} (88) таким образом, чтобы воспользоваться методом неопределенных коэффициентов. Здесь важно, что связи Φ_α не зависят от обобщенных скоростей \dot{q}^α , как и гамильтонианы H_0, H_α , из-за того, что ранг матрицы гессиана равен r_W . Поэтому (полный) гамильтониан можно записать

$$H_{total} = H_0 + \dot{q}^\alpha \Phi_\alpha, \quad (89)$$

где \dot{q}^α играют роль неопределенных коэффициентов. В терминах полного гамильтониана и полной скобки Пуассона (13) уравнения движения запишутся в гамильтоновом виде

$$dq^A = \{q^A, H_{total}\}_{full} dt, \quad (90)$$

$$dp_A = \{p_A, H_{total}\}_{full} dt \quad (91)$$

с учетом $(n - r_W)$ дополнительных условий (87). Однако уравнений (90)–(91) и (87) недостаточно для решения задачи: необходимы еще уравнения для нахождения неопределенных коэффициентов \dot{q}^α в (89). Такие уравнения можно получить из некоторого дополнительного принципа, например, сохранения связей (87) во времени [7]

$$\frac{d\Phi_\alpha}{dt} = 0. \quad (92)$$

Зависимость от времени любой физической величины A теперь определяется полным гамильтонианом и полной скобкой Пуассона

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \{A, H_{total}\}_{full}. \quad (93)$$

Если связи не зависят явно от времени, то из (93) и (89) получаем

$$\{\Phi_\alpha, H_{total}\}_{full} = \{\Phi_\alpha, H_0\}_{full} + \{\Phi_\alpha, \Phi_\beta\}_{full} \dot{q}^\beta = 0, \quad (94)$$

что представляет собой систему уравнений для нахождения неопределенных коэффициентов \dot{q}^α и совпадает с (62), поскольку

$$F_{\alpha\beta} = \{\Phi_\alpha, \Phi_\beta\}_{full}, \quad (95)$$

$$D_\alpha H_0 = \{\Phi_\alpha, H_0\}_{full}. \quad (96)$$

Однако в отличие от сокращенного описания (без $(n - r_W)$ “лишних” импульсов p_α), когда (62) представляет собой систему $(n - r_W)$ линейных уравнений относительно $(n - r_W)$ неизвестных \dot{q}^α , расширенная система (94) может приводить еще и к дополнительным связям (высших этапов), что существенно усложняет анализ физической динамики [10]. Из (95)–(96) следует, что новые скобки (калибровочные (80) и некалибровочные (69)) переходят в соответствующие скобки Дирака. Отметим также, что наша классификация на калибровочные и некалибровочные теории соответствует связям первого и второго класса (рода) [7], а предельный случай $F_{\alpha\beta} = 0$ (84) отвечает абелевым связям [22, 23].

ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе построена “сокращенная” формулировка сингулярных классических теорий, в рамках которой не возникает понятия связей, поскольку не вводится “лишних” динамических переменных, а именно, обобщенных импульсов, соответствующих неканоническим координатам. В этих целях строится частичный гамильтонов формализм и показывается, что его частный случай эффективно описывает многовременную динамику. Доказано, что сингулярные теории (с вырожденным лагранжианом) описываются в рамках этих двух подходов без введения дополнительных соотношений между динамическими величинами (связей), если число канонических обобщенных импульсов совпадает с рангом матрицы гессиана $n_p = r_W$, то есть в редуцированном фазовом пространстве. С физической точки зрения, в самом введении “лишних” импульсов нет необходимости, поскольку в этих (вырожденных) направлениях нет динамики.

Гамильтонова формулировка сингулярных теорий проведена с помощью новых скобок (калибровочных (80) и некалибровочных (69)), которые обладают всеми свойствами скобок Пуассона (антисимметричность, удовлетворение тождеству Якоби и запись через них уравнений движения и эволюции системы во времени). При расширении

фазового пространства до полного эти скобки переходят в скобки Дирака, а на “лишние” импульсы накладываются связи.

Проведенный анализ позволяет предположить, что квантование сингулярных систем в рамках предлагаемого “сокращенного” подхода может быть проведено стандартным способом [7], но квантоваться будут не все $2n$ переменных расширенного фазового пространства, а только $2r_W$ переменных редуцированного фазового пространства. Остальные (неканонические) переменные рассматриваются в качестве непрерывных параметров.

Автор выражает благодарность А.А. Воронову, Г.Ч. Куринному, А.Ю. Нурмагамбетову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weinberg S. The Quantum Theory of Fields. Vols. 1,2,3. - Cambridge: Cambridge University Press, 1995–2000.
2. Carinena J. F. Theory of singular Lagrangians // Fortsch. Physik. - 1990. - Vol. 38. - № 9. - P. 641–679.
3. Tulczyjew W. M. The Legendre transformation // Ann. Inst. Henri Poincaré. - 1977. - Vol. A27. - № 1. - P. 101–114.
4. Tulczyjew W. M., Urbański P. A slow and careful Legendre transformation for singular Lagrangians // Acta Phys. Pol. - 1999. - Vol. B30. - № 10. - P. 2909–2977.
5. Menzo M. R., Tulczyjew W. M. Infinitesimal symplectic relations and generalized Hamiltonian dynamics // Ann. Inst. Henri Poincaré. - 1978. - Vol. A4. - P. 349–367.
6. Marmo G., Mendella G., Tulczyjew W. Constrained Hamiltonian systems as implicit differential equations // J. Phys. - 1997. - Vol. A30. - P. 277–293.
7. Dirac P. A. M. Lectures on Quantum Mechanics. - New York: Yeshiva University, 1964.
8. Gitman D. M., Tyutin I. V. Canonical quantization of constrained fields. - M.: Nauka, 1986. - 216 p.
9. Henneaux M., Teitelboim C. Quantization of Gauge Systems. - Princeton: Princeton University Press, 1994. - 552 p.
10. Sundermeyer K. Constrained Dynamics. - Berlin: Springer-Verlag, 1982.
11. Regge T., Teitelboim C. Constrained Hamiltonian Systems. - Rome: Accademia Nazionale dei Lincei, 1976.
12. Pons J. M. On Dirac’s incomplete analysis of gauge transformations // Stud. Hist. Philos. Mod. Phys. - 2005. - Vol. 36. - P. 491–518.
13. Mišković O., Zanelli J. Dynamical structure of irregular constrained systems // J. Math. Phys. - 2003. - Vol. 44. - № 9. - P. 3876–3887.
14. Duplij S. Generalized duality, Hamiltonian formalism and new brackets // Kharkov, 2009. - 24 p. (Preprint Kharkov National University, arXiv:math-ph/1002.1565v5).
15. Duplij S. A new Hamiltonian formalism for singular Lagrangian theories // J. Kharkov National Univ., ser. Nuclei, Particles and Fields. - 2011. - Vol. 969. - № 3(51). - P. 34–39.
16. Arnold V. I. Mathematical methods of classical mechanics. - Berlin: Springer, 1989.
17. Nakamura T., Hamamoto S. Higher derivatives and canonical formalisms // Progr. Theor. Phys. - 1996. - Vol. 95. - № 3. - P. 469–484.
18. Andrzejewski K., Gonera J., Machalski P., Maślanka P. Modified Hamiltonian formalism for higher-derivative theories // Phys. Rev. - 2010. - Vol. D82. - P. 045008.
19. Lanczos C. The variational principles of mechanics. - Toronto: Univ. Toronto Press, second edition. - 1962. - 367 p.
20. Landau L. D., Lifshitz E. M. Mechanics. - Oxford: Pergamon Press, 1969. - 224 p.
21. Longhi G., Lusanna L., Pons J. M. On the many-time formulation of classical particle dynamics // J. Math. Phys. - 1989. - Vol. 30. - № 8. - P. 1893–1912.
22. Gogilidze S. A., Khvedelidze A. M., Pervushin V. N. On Abelianization of first class constraints // J. Math. Phys. - 1996. - Vol. 37. - № 4. - P. 1760–1771.
23. Loran F. Non-Abelianizable first class constraints // Commun. Math. Phys. - 2005. - Vol. 254. - P. 167–178.

PACS 25.75.-q 14.20.Jn, 14.40.-n 12.38.Mh

**РОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ ГэВ****В.А. Кизка¹, А.Ю. Корчин^{1,2}, В.С. Трубников¹**¹Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
61108, Харьков, ул. Академическая 1, Украина²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
61022, Харьков, пл. Свободы 4, Украинаe-mail: Victor.Trubnikov@cern.ch

Received May 3, 2013

Представлены данные по рождению нейтральных странных адронов в столкновениях тяжелых ионов (Au+Au, Pb+Pb) при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ ГэВ. Сравниваются отношения выходов нейтральных странных адронов Λ^0/K_S^0 для разных центральностей столкновений тяжелых ионов. Изучается фактор ядерной модификации R_{CP} как функция поперечного импульса при различных энергиях столкновений тяжелых ионов. Данные эксперимента по Au+Au столкновениям при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ сравниваются с теоретическими моделями (UrQMD2.3, EPOS1.67, HIJING1.7), описывающими динамику процессов столкновения тяжелых ионов. Показано, что модель UrQMD2.3, описывающая столкновение ядер без привлечения партонных степеней свободы, дает лучшее согласие с экспериментом, чем модели EPOS1.67 и HIJING1.7, учитывающие партонные степени свободы.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нейтральные странные адроны, фактор ядерной модификации, партонные степени свободы.**NEUTRAL STRANGE HADRON PRODUCTION IN HEAVY ION COLLISIONS AT ENERGIES $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ GeV****V.A. Kizka¹, A. Yu. Korchin^{1,2}, V.S. Trubnikov¹**¹National Science Center «Kharkov Institute of Physics and Technology»
1, Akademicheskaya St., Kharkov, 61108, Ukraine²V.N. Karazin Kharkiv National University
Svobody Sq. 4, 61022, Kharkiv, Ukraine

The data on the yield of neutral strange hadrons at the collisions of heavy ions (Au+Au, Pb+Pb) at energies $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ GeV are presented. The ratios of yields of the neutral strange hadrons Λ^0/K_S^0 are compared for the different centrality collisions of heavy ions. The nuclear modification factor R_{CP} as function of transverse momentum for different colliding energies is investigated. The experimental results for Au+Au collisions at energy $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ GeV are compared with the different theoretical models (UrQMD2.3, EPOS1.67, HIJING1.7), describing the dynamics of processes of heavy ions collision. It was shown that the model UrQMD2.3, describing heavy ion collisions without using partonic degrees of freedom being created in area of heavy ion interaction, gives better agreement with experimental data than the models EPOS1.67 and HIJING1.7 that use the partonic degrees of freedom.

KEY WORDS: neutral strange hadrons, nuclear modification factor, parton degree of freedom.**НАРОДЖЕННЯ НЕЙТРАЛЬНИХ ДИВНИХ АДРОНІВ В ЗІТКНЕННЯХ ВАЖКИХ ІОНІВ ПРИ ЕНЕРГІЯХ** **$\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ ГеВ****В.А. Кізка¹, О.Ю. Корчін^{1,2}, В.С. Трубніков¹**¹Національний науковий центр „Харківський фізико-технічний інститут”
61108, Харків, вул. Академічна 1, Україна¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
майдан Свободи 4, 61022, Харків, Україна

Наводяться дані по утворенню нейтральних дивних адронів в зіткненнях важких іонів (Au+Au, Pb+Pb) при енергіях $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ ГеВ. Порівнюються відношення виходів нейтральних дивних адронів Λ^0/K_S^0 для різних центральностей зіткнень важких іонів. Вивчається фактор ядерної модифікації R_{CP} як функція поперечного імпульсу при різних енергіях зіткнень важких іонів. Дані експерименту по Au+Au зіткненням при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГеВ порівнюються з теоретичними моделями (UrQMD2.3, EPOS1.67, HIJING1.7), що описують динаміку процесів зіткнення важких іонів. Показано, що модель UrQMD2.3, яка описує зіткнення ядер без залучення партонних ступенів свободи, дає кращу згоду з експериментом, ніж моделі EPOS1.67 і HIJING1.7, що враховують партонні ступені свободи.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нейтральні дивні адрони, фактор ядерної модифікації, партонні ступені свободи.

Для изучения фазового перехода между адронной и партонной фазами ядерной материи на RHIC (Relativistic Heavy Ions Collider, Brookhaven Laboratory) и SPS (Super Proton Synchrotron, CERN) были проведены эксперименты по столкновению тяжелых ионов золота (RHIC) и свинца (SPS) в интервале энергии,

приходящейся на пару сталкивающихся нуклонов, $\sqrt{s_{NN}} = 7,7; 11,5; 39$ ГэВ (коллаборация STAR на RHIC) [1] и 8,7; 17,3 ГэВ (коллаборации NA49, NA57 на SPS) [2]. Повышенный выход странных адронов в столкновениях тяжелых ионов в сравнении с протон-протонными столкновениями при энергиях порядка $\sqrt{s_{NN}} = 6-9$ ГэВ, рассматривался как сигнал образования Кварк-Глюонной Плазмы [3] Согласно каноническим статистическим моделям, увеличение рождения странных адронов в ядро-ядерных столкновениях может происходить благодаря “смягчению” ограничений по квантовым правилам отбора из-за открытия дополнительных каналов ядерных реакций, связанных с множественным перерассеянием частиц в ядерной среде. Это отличается от случая протон-протонных (p + p) столкновений, в которых малый фазовый объем выходного канала существенно ограничивает выход странных частиц [4]. В данной работе приводится сравнение результатов по выходу нейтральных странных адронов, полученных коллаборацией STAR при энергии столкновения ядер золота $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ с результатами коллабораций SPS при энергиях столкновения ядер свинца $\sqrt{s_{NN}} = 8,7$ и 17,3 ГэВ. Результаты STAR для указанной энергии сравниваются с предсказаниями нескольких теоретических моделей.

Результаты, полученные в процессе обработки данных эксперимента STAR (RHIC) при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ одним из авторов, публикуются впервые. Основная цель статьи – провести физический анализ экспериментальных результатов, сравнить их с результатами других экспериментов и с теоретическими расчетами, выполненными в рамках современных моделей-генераторов столкновений ионов.

СПЕКТРЫ Λ^0 -ГИПЕРОНОВ И K_S^0 -МЕЗОНОВ

На рис. 1 показаны распределения Λ^0 -гиперонов и K_S^0 -мезонов в зависимости от поперечного импульса p_T частицы для разных центральностей столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Центральность столкновений в нашем случае определяется в процентах, как доля от полного сечения процесса. При этом считается, что 0-5% соответствует лобовым столкновениям ионов (с минимальным прицельным параметром и отвечающим максимальной множественности заряженных адронов), а 90-100% соответствуют ультра-периферическим столкновениям (с прицельным параметром близким к сумме радиусов сталкивающихся ионов и отвечающим минимальной множественности). Распределения приведены для области быстрот $|y| < 1$, где быстрота определяется соотношением $y = 0,5 \cdot \ln[(E+p_z)/(E-p_z)]$ (E – энергия частицы, p_z – продольная компонента ее 3-импульса). Экспериментальные спектры фитировались функцией Максвелла-Больцмана вида $A m_T e^{-(m_T - m_0)/T}$, где $m_T = (p_T + m_0)^{1/2}$, и m_0 – масса частицы. Параметр наклона спектра T интерпретируется как температура среды, образовавшейся в результате столкновения ядер. В таблице приведены значения параметра наклона при разных энергиях соударения тяжелых ионов. Из рис. 1а виден слабый рост температуры T с увеличением центральности столкновения тяжелых ионов для спектра K_S^0 мезонов. Из данных NA57 (таблица 1) для спектра K_S^0 мезонов, изменений температуры с изменением центральности практически не наблюдается. Из рис. 1б для Λ^0 гиперонов, зависимость параметра наклона от центральности столкновения ядер также не наблюдается. Слабое увеличение температуры с увеличением центральности для спектров Λ^0 видно из данных NA57.

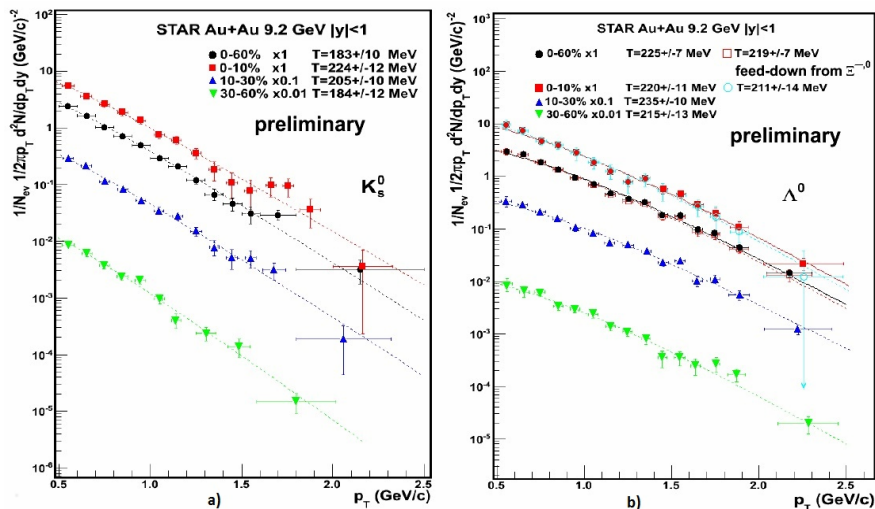


Рис.1. Распределения по поперечному импульсу странных адронов, рожденных в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. а) Зависимость выхода K_S^0 –мезонов от поперечного импульса для разных центральностей столкновений. б) То же для Λ^0 -гиперонов. Кривые фитировались больцмановским распределением (см. в тексте). Для Λ^0 при центральности 0-10% и 0-60% показан спектр после вычета вклада Λ^0 -гиперонов, рожденных в слабых распадах Ξ^0 и Ξ^0 -гиперонов.

Таблица.

Параметр наклона T (МэВ) спектра странных адронов для разных энергий столкновений тяжелых ядер. Первая ошибка статистическая, вторая – систематическая. Данные NA49 для Λ^0 из [5], для K_S^0 – из [6]; данные NA57 для 17,3 ГэВ из [7]; для 8,7 ГэВ – из [8].

Тип частицы	Энергия столкновения, $\sqrt{s_{NN}}$, ГэВ	Центральность, %	Интервал быстрой, y	Параметр наклона T , МэВ	Эксперимент
Λ^0	8,7	0 – 7	$ y < 0.4$	$258 \pm 3 \pm 13$	NA49
	8,7	0 – 4.5	$-0,375 < y < 0,675$	$279 \pm 9 \pm 28$	NA57
	8,7	11 – 23	$-0,375 < y < 0,675$	$264 \pm 7 \pm 26$	NA57
	8,7	40 – 53	$-0,375 < y < 0,675$	$208 \pm 12 \pm 21$	NA57
	8,7	0 – 53	$-0,375 < y < 0,675$	$261 \pm 4 \pm 26$	NA57
	9,2	0 – 10	$ y < 1$	211 ± 14	STAR
	9,2	10 – 30	$ y < 1$	235 ± 10	STAR
	9,2	30 – 60	$ y < 1$	215 ± 13	STAR
	9,2	0 – 60	$ y < 1$	219 ± 7	STAR
	17,3	0 – 4	$-0,3 < y < 0,8$	284 ± 15	NA49
	17,3	0 – 10	$ y < 0,4$	$301 \pm 4 \pm 15$	NA49
	17,3	0 – 4,5	$-0,47 < y < 0,53$	$305 \pm 15 \pm 30$	NA57
	17,3	11 – 23	$-0,47 < y < 0,53$	$282 \pm 12 \pm 28$	NA57
	17,3	40 – 53	$-0,47 < y < 0,53$	$237 \pm 19 \pm 24$	NA57
	17,3	0 – 53	$-0,47 < y < 0,53$	$289 \pm 7 \pm 29$	NA57
K_S^0	8,7	0 – 4,5	$0,305 < y < 0,775$	$209 \pm 7 \pm 21$	NA57
	8,7	11 – 23	$0,305 < y < 0,775$	$209 \pm 5 \pm 21$	NA57
	8,7	40 – 53	$0,305 < y < 0,775$	$194 \pm 12 \pm 19$	NA57
	8,7	0 – 53	$0,305 < y < 0,775$	$212 \pm 3 \pm 2$	NA57
	9,2	0 – 10	$ y < 1$	224 ± 12	STAR
	9,2	10 – 30	$ y < 1$	205 ± 10	STAR
	9,2	30 – 60	$ y < 1$	184 ± 12	STAR
	9,2	0 – 60	$ y < 1$	183 ± 10	STAR
	17,3	0 – 4	$-0,9 < y < -0,2$	223 ± 13	NA49
	17,3	0 – 4.5	$0 < y < 0,78$	$234 \pm 9 \pm 23$	NA57
	17,3	4,5 – 11	$0 < y < 0,78$	$244 \pm 8 \pm 24$	NA57
	17,3	23 – 40	$0 < y < 0,78$	$239 \pm 8 \pm 24$	NA57
	17,3	40 – 53	$0 < y < 0,78$	$239 \pm 15 \pm 24$	NA57
	17,3	0 – 53	$0 < y < 0,78$	$237 \pm 4 \pm 24$	NA57

Спектры для Λ^0 -гиперонов, соответствующие центральностям 0 – 10% и 0 – 60% в данных STAR (и для всех указанных центральностей в данных NA49 и NA57) скорректированы с учетом вклада от слабых распадов Ξ^- и Ξ^0 гиперонов: $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ и $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$. Эти распады Ξ^0 и Ξ^- дают существенный вклад в общий выход Λ^0 [5] и поэтому учет вклада этих распадов в образование Λ^0 является необходимым.

ОТНОШЕНИЕ ВЫХОДА Λ^0 -ГИПЕРОНОВ К ВЫХОДУ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

На рис. 2 а, б показано отношение выхода странных барионов к выходу странных мезонов (Λ^0/K_S^0) как функция r_T . Поведение отношения Λ^0/K_S^0 объясняется моделью кварковой коалесценции/рекомбинации [9]. Эта модель предполагает, что рождение частиц с малыми и промежуточными значениями r_T происходит благодаря рекомбинации кварков, имеющих экспоненциальное распределение по поперечному импульсу. При этом вкладом от процессов фрагментации кварков пренебрегается. Наблюдение процессов рождения частиц, удовлетворяющих поведению, описываемому моделью коалесценции/рекомбинации, является одним из ключевых в доказательстве формирования Кварк-Глюонной Плазмы.

На рис. 2 а показано отношение Λ^0/K_S^0 как функция r_T для двух центральностей столкновения ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, измеренное в эксперименте STAR. Для сравнения, приведены результаты эксперимента NA49 при энергии столкновения ядер свинца $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ [10]. Видно, что при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ отношение Λ^0/K_S^0 больше единицы (явление, когда отношение Λ^0/K_S^0 больше 1, называют барионной аномалией) во всем интервале r_T . Для столкновений ядер свинца при $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ, отношение Λ^0/K_S^0

становится больше единицы при $p_T > 1$ ГэВ/с, и точки для данной энергии лежат ниже точек для золота, соответствующих энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ вплоть до $p_T = 1,6$ ГэВ/с. Таким образом, барионная аномалия сильнее выражена при меньших энергиях столкновения тяжелых ядер в области малых p_T .

На рис. 2 б показано отношение Λ^0/K_S^0 как функция p_T для четырех центральных столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, измеренное в эксперименте STAR. Барионная аномалия наблюдается во всем интервале поперечных импульсов, кроме первых двух точек, соответствующих периферическим столкновениям 30-60%. На обоих рисунках видно, что для центральных столкновений (0 – 5%, 0 – 10% и 0 – 20%) с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, увеличение отношения Λ^0/K_S^0 происходит до $p_T = 1.6$ ГэВ/с, в дальнейшем наблюдается спад в пределах статистических погрешностей.

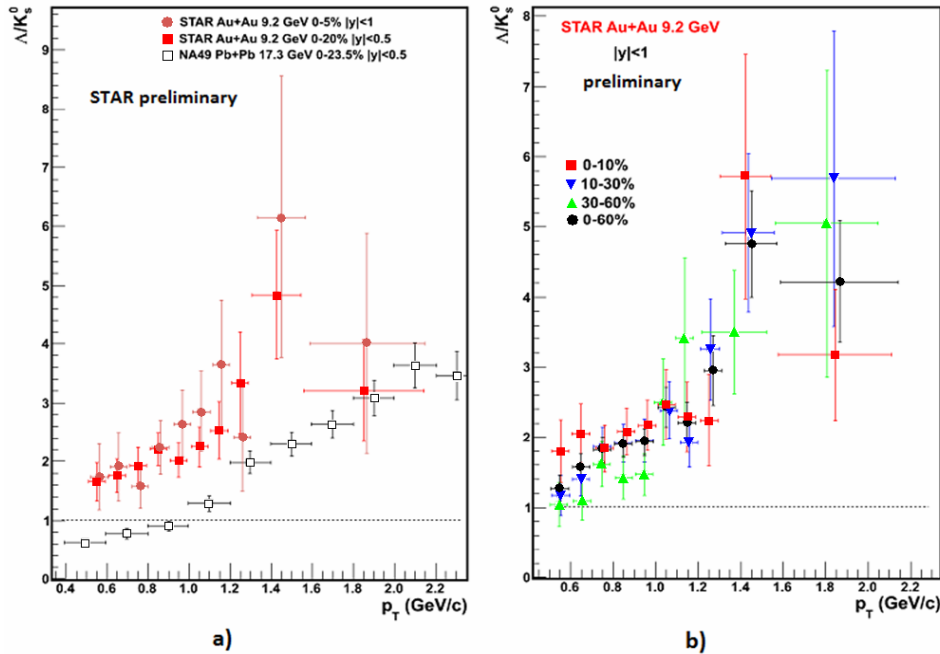


Рис.2. Распределения по поперечному импульсу отношений выходов странных адронов, рожденных в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. а) Сравнение Λ^0/K_S^0 отношения для разных энергий столкновения ядер: $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ (Au+Au, STAR эксперимент) и $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ (Pb+Pb, NA49 эксперимент). б) Λ^0/K_S^0 отношение как функция поперечного импульса для четырех центральных столкновения ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ (STAR эксперимент). Приведенные ошибки эксперимента STAR на обоих рисунках только статистические.

ФАКТОР ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ R_{CP}

О динамике поведения странных адронов в ядерной среде дает информацию фактор ядерной модификации, R_{CP} . Он представляет собой отношение выходов частиц заданного сорта в центральных столкновениях ядер к выходу такого же сорта частиц в периферических столкновениях (в работе рассматривается отношение выходов при центральных 0-10% к 30-60% и 10-30% к 30-60%), нормированное на число бинарных столкновений нуклонов. Отношение R_{CP} принимает значение, равное единице, если ядерная среда не оказывает влияния на процесс рождения частиц.

На рис. 3а,б показано сравнение R_{CP} для Λ^0 -гиперонов и K_S^0 -мезонов при $|y| < 0.5$ и разных энергиях столкновения ядер: $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ и $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ [11]. Для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, величина R_{CP} имеет большие статистические ошибки из-за малого количества событий, набранных в эксперименте STAR. Этот результат качественно сравнивается с результатами коллаборации NA57. Для K_S^0 при $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ, R_{CP} достигает единицы при поперечном импульсе 1.4 ГэВ/с и дальше остается постоянным. При $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ, в тоже время R_{CP} для Λ^0 постепенно увеличивается во всем диапазоне поперечного импульса, и после 1,2 ГэВ/с, фактор R_{CP} становится больше единицы.

На рис. 3с,д показаны отношения R_{CP} для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ при $|y| < 1$. Видно, что отношение выходов странных адронов в центральных к периферическим (0-10% к 30-60%) больше отношения выходов странных адронов в периферических соударениях тяжелых ядер (10-30% к 30-60%) практически во всем

диапазоне поперечного импульса. Таким образом, по-видимому, в центральных столкновениях рождается больше странных частиц, чем в периферических. Для обоих типов частиц точки лежат систематически выше единицы почти во всем интервале поперечного импульса. Но ограниченность статистики набранных данных не позволяет сделать количественную оценку фактора ядерной модификации для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ.

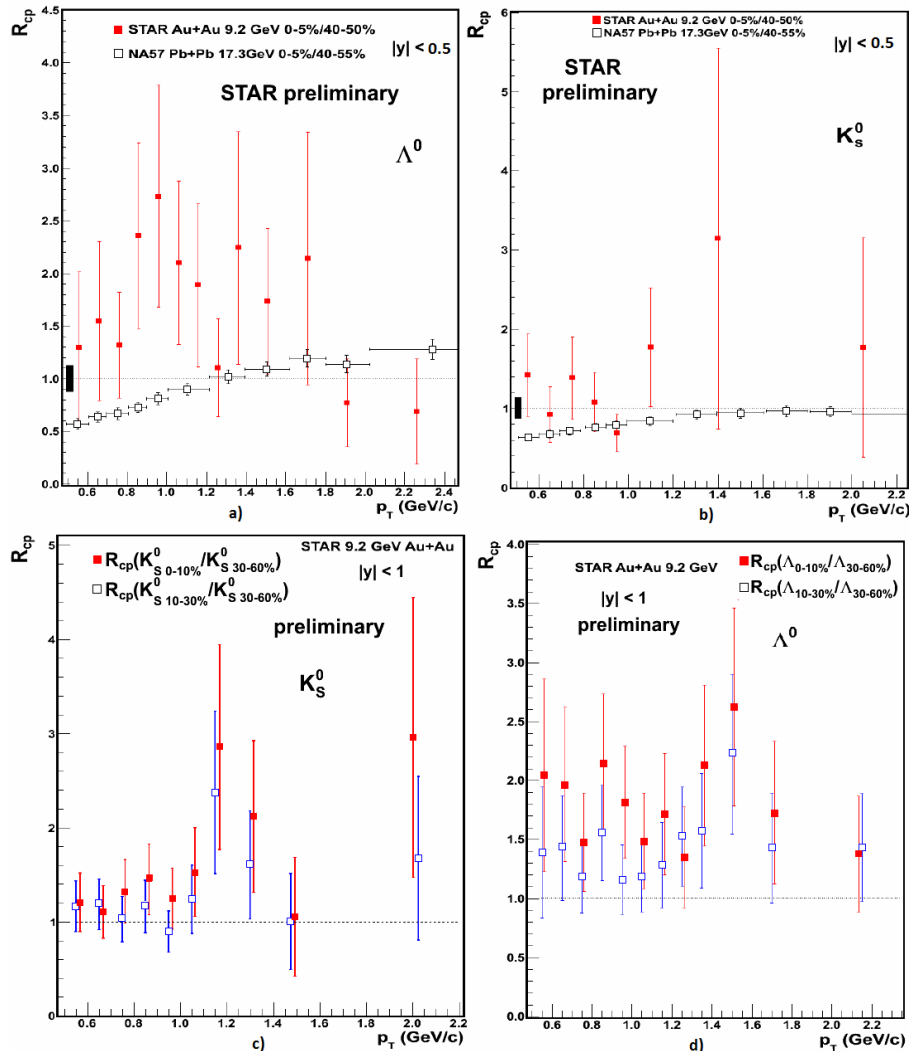


Рис.3. Зависимость отношения R_{CP} от поперечного импульса для Λ^0 и K_S^0 . На рис. а,б показано сравнение данных STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ и $|\eta| < 1$ с данными NA57 при $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ и $|\eta| < 0.5$. Черный прямоугольник показывает систематическую погрешность NA57 эксперимента. На рис. с,д показаны данные STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ и $|\eta| < 1$. Приведенные ошибки эксперимента STAR на всех рисунках только статистические.

СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ МОДЕЛЯМИ

В данной работе вышеприведенные экспериментальные данные сравниваются с тремя теоретическими моделями ядро-ядерных столкновений:

1) Модель UrQMD2.3 [12] описывает столкновения ядер на основе транспортного метода расчета пропагаторов свободных частиц с привлечением понятия цветной релятивистской струны [13]. Эта модель не предполагает наличия каких-либо эффектов ядерной среды.

2) Модель HIJING1.7 [14] использует методику расчета с привлечением процессов образования адронных струй и мини-струй, формирующих основной поток частиц из области взаимодействия тяжелых ядер при релятивистских энергиях столкновений. Модель учитывает, что в ядерном веществе, находящемся даже в основном состоянии, происходит модификация партонной функции распределения внутри адронов, что определяет канал реакций между частицами. Также модель учитывает, что родительский партон, прежде чем породить адронную струю, взаимодействует с окружающей ядерной средой, через которую он движется. Этот эффект называют подавлением струй. Потери энергии на единицу пройденного пути в ядерной среде родительским глюоном составляют 2 ГэВ/Фм, а родительским кварком – 1 ГэВ/Фм.

3) модель EPOS1.67 [15] использует партонные степени свободы (глюоны, кварки, антикварки, дикварки, анти-дикварки, цветные струны) при расчете нуклон-нуклонных взаимодействий в столкновениях тяжелых ядер. Ядерная среда, образовавшаяся в результате столкновения тяжелых ионов, разделяется на две зоны: "центральная зона", или кор, с большой плотностью партонных степеней свободы (партонная среда, или Кварк-Глюонная Плазма) и "корона", или периферическая зона, состоящая только из адронных степеней свободы.

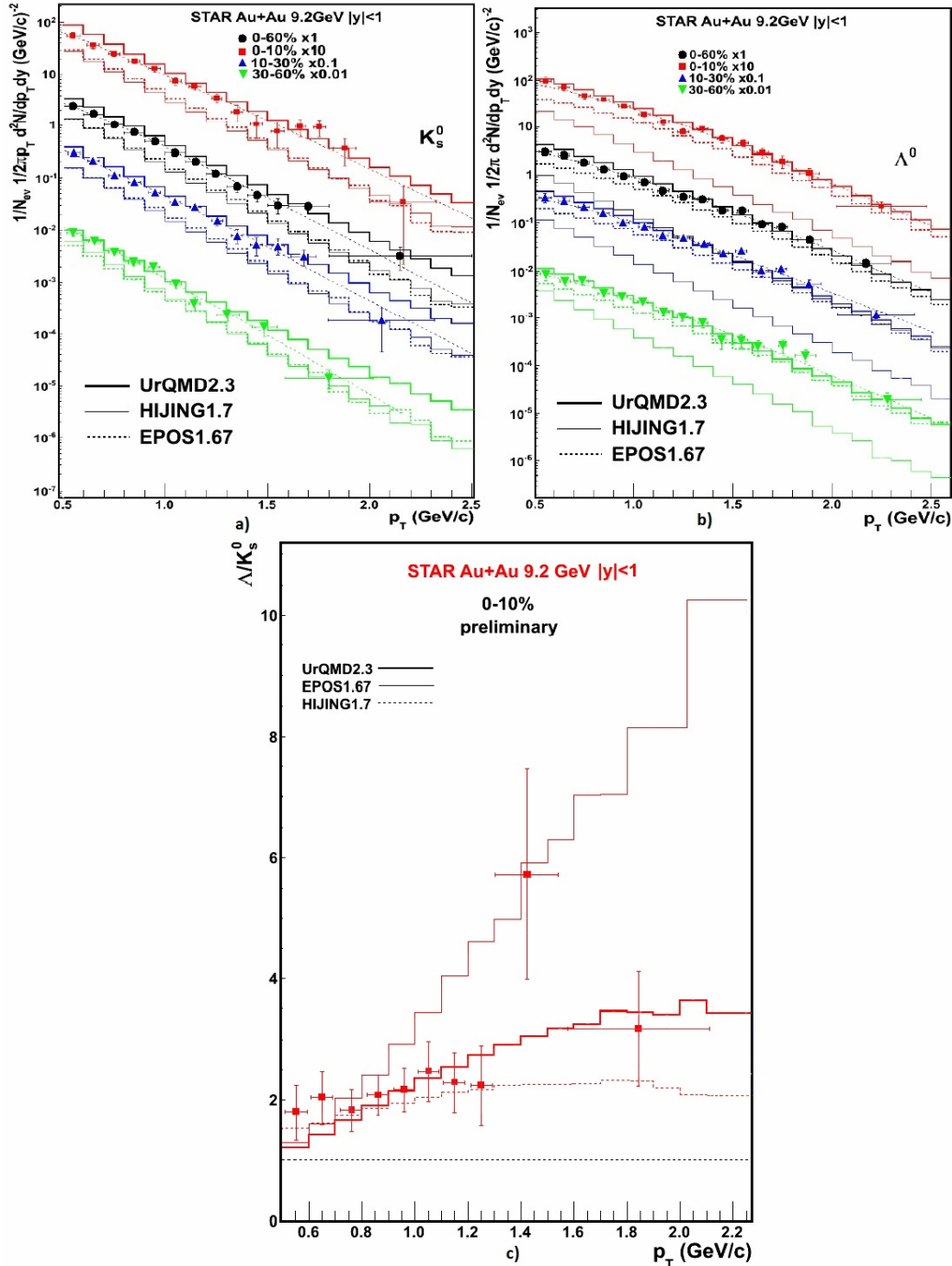


Рис.4. Сравнение результатов моделирования ядро-ядерных столкновений с данными эксперимента STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ.

Жирные сплошные кривые – результат модели UrQMD2.3, тонкие сплошные кривые – EPOS1.67, точечные кривые – HIJING1.7, a,b - спектры по p_T для 4-х центральных столкновений ядер золота: 0–60%, 0–10%, 10–30%, 30–60% при $|y| < 1$, c - отношения Λ/K_s^0 как функции p_T для центральных столкновений 0–10% ($|y| < 1$).

Как видно из рис. 4a,b,c наилучшее согласие с экспериментальными данными дает модель UrQMD2.3, в которой не предполагается наличие каких-либо эффектов ядерной среды (в том числе и её фазовых переходов) в области взаимодействия ядер, в то время как две последние модели, предполагают наличие этих эффектов. Кажущееся хорошее согласие с экспериментальными данными модели HIJING1.7 по отношению выходов странных адронов на рис. 4c является случайным, так как эта модель дает наихудшее согласие с выходами

частиц на рис. 4a,b, а именно из этих распределений строятся отношения выходов. Большие статистические ошибки являются следствием относительно малого объёма набранных экспериментальных данных при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ коллаборацией STAR. В рамках имеющейся точности сделанные нами выводы отдают предпочтение модели UrQMD2.3 для описания рождения странных частиц для данной энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализированы распределения по поперечному импульсу K_S^0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов для Au+Au столкновений различных центральностей при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, $|y| < 1$. Проведено сравнение параметров наклона спектра (температуры среды) при разных центральностях и энергиях: $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, 8,7 ГэВ и 17,3 ГэВ. Также сравнивалась зависимость от поперечного импульса отношения Λ^0/K_S^0 при разных центральностях и энергиях, также как и фактора ядерной модификации R_{CP} для K_S^0 и Λ^0 для разных энергий. Отношение Λ^0/K_S^0 указывает на наличие барионной аномалии при всех центральностях столкновений ядер золота с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ во всем интервале поперечных импульсов странных адронов. Барионная аномалия проявляется при поперечном импульсе больше 1 ГэВ/с для столкновений ядер свинца с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ.

Приведено сравнение экспериментальных данных при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ с тремя современными теоретическими моделями ядро-ядерных столкновений. Наилучшее согласие с данными для $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ дает модель UrQMD2.3, которая не предполагает наличия фазового перехода ядерной среды в другие состояния. В то же время, для более глубокого качественного и количественного анализа процессов рождения нейтральных странных адронов при энергиях столкновения тяжелых ионов вблизи предполагаемого фазового перехода ядерной материи необходим дополнительный набор экспериментальных данных в рассматриваемой области энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bedangadas Mohanty (for the STAR Collaboration). STAR experiment results from the beam energy scan program at RHIC // arXiv:1106.5902 [nucl-ex].
2. Hohne C. SPS energy scan results and physics prospects at FAIR // Nucl. Phys. A – 2009. – Vol. 830. – P. 369C-376C.
3. Alt C. et al. (NA49 Collaboration). Pion and kaon production in central Pb+Pb collisions at 20A and 30A GeV: Evidence for the onset of deconfinement // Phys. Rev. C – 2008. – Vol. 77. – P. 024903-1 – 024903-10.
4. Tounsi A., Redlich K. Strangeness Enhancement and Canonical Suppression // arXiv:0111159 [hep-ph].
5. Alt C. et al., (NA49 Collaboration). Energy dependence of Lambda and Xi production in central Pb+Pb collisions at 20A, 30A, 40A, 80A, and 158A GeV measured at the CERN Super Proton Synchrotron // Phys. Rev. C – 2008. – Vol. 78. – P. 034918-1 – 034918-15.
6. Bormann C. (for NA49 Collaboration). Kaon-, Λ - and anti- Λ -production in Pb + Pb-collisions at 158 GeV per nucleon // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 1997. – Vol. 23. – P. 1817-1825.
7. Antinori F. et al. (NA57 Collaboration). Study of the transverse mass spectra of strange particles in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2004. – Vol. 30. – P. 823-840.
8. Antinori F. et al. (NA57 Collaboration). Transverse dynamics of Pb–Pb collisions at 40 A GeV/c viewed by strange hadrons // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2006. – Vol. 32. – P. 2065-2080.
9. Hwa R.C. and Yang C.B. Inclusive distributions for hadronic collisions in the valon-recombination model // Phys. Rev. C – 2002. – Vol. 66. – P. 025205-1 – 025205-11; Greco V., Ko C.M. and Levai P. Parton Coalescence and the Antiproton/Pion Anomaly at RHIC // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – P. 202302-1 – 202302-4; Fries R., Muller B., Nonaka C., Bass S.A. Hadronization in Heavy - Ion Collisions : Recombination and Fragmentation of Partons // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – P. 202303-1 – 202303-4; Molnar D., Voloshin S.A. Elliptic Flow at Large Transverse Momenta from Quark Coalescence // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 092301-1 – 092301-4.
10. Laszlo A., Schuster T. (for NA49 Collaboration). High Spectra of Identified Particles Produced in Pb+Pb Collisions at 158 GeV/nucleon Beam Energy // Nuclear Physics A. – 2006. – Vol. 774. – P. 473-476.
11. Helstrup H. (for NA57 Collaboration). Results from NA57 // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2006. – Vol. 32. – P. S89-S95.
12. Bass S.A., Belkacem M., Bleicher M. et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions // Prog. Part. Nucl. Phys. – 1998. – Vol. 41. – P. 225-370.
13. Barbashov B.M., Nesterenko V.V. Model' relyativistskoy struny v fizike adronov. - M.: Energoatomizdat, 1987. – 185 s.
14. Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions // Phys. Rev. D – 1991. – Vol. 44. – P. 3501-1 – 3501-15; Miklos Gyulassy and Xin-Nian Wang. HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high energy hadronic and nuclear collisions // Comput. Phys. Commun. – 1994. – Vol. 83. – P. 307-331.
15. Werner K. The hadronic interaction model EPOS // Nuclear Physics B (Proc. Suppl.). – 2008. – Vol. 175–176. – P. 81-87.

УДК 539.171:539.172.13

J-ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ РЕАКЦИЙ СРЫВА ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

В.Д. Сарана¹, Н.С. Луцай¹, Н.А. Шляхов²

¹ Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

² Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"
ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина
e-mail: lutsay@univer.kharkov.ua

Received April 8, 2013, accepted May 13, 2013

На основе рассмотрения изменения угловых зависимостей сечения, поляризации и векторной анализирующей способности (ВАСП) реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$, интервал энергий бомбардирующих дейтронов 2 – 15 МэВ делится на три зоны, имеющие существенные отличительные особенности: 1-я – «классическая» с точки зрения поведения ВАСП и поляризации, 2-я «аномальная» с точки зрения поведения поляризации, 3-я «дважды проблемная» с точки зрения поведения поляризации и энергетической зависимости интерференционной картины дифференциального сечения. Найдена параметризация БПИВ расчетов описывающая «аномальную» поляризацию в (d,p) реакции во 2-й зоне. Зафиксирована j -зависимость углового распределения поляризации вылетающих нуклонов, отличная от той, которая наблюдается в «классической» области. Используя наши экспериментальные данные по сечениям и ВАСП в 3-й области для анализа БПИВ, показано, что с параметризацией найденной во 2-й области, можно хорошо одновременно воспроизвести особенности поведения сечения, поляризации и ВАСП в реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ и, используя j -зависимость ВАСП, для смешанного по j перехода ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ МэВ})$ найдены абсолютные и относительные спектроскопические факторы близкие к рассчитанным по модели оболочек.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ядерные реакции, бериллий, срыв, сечение, векторная анализирующая способность, поляризация протонов, борновское приближение искаженных волн, оптические потенциалы, j -зависимость

J-DEPENDENCE OF THE POLARIZATION OBSERVABLE OF STRIPPING REACTIONS AT LOW ENERGIES ON LIGHTWEIGHT NUCLEI

V.D. Sarana¹, N.S. Lutsay¹, N.A. Shlyakhov²

¹V.N. Karazin Kharkiv National University
61022, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

²National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"
Akademicheskaya St.1, 61108 Kharkiv, Ukraine

On the basis of consideration of change the pictures of angular dependences cross section, polarization and the vector analyzing power (VAP) of ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ reactions the investigated interval of energy from 2,0 to 15,0 MeV is divided into three zones that have essential distinctive features: the 1st – "classical" from the point of view of behavior VAP and polarization, the 2nd – "abnormal" from the point of view of behavior of polarization, the 3rd – "double problems" from the point of view of behavior of polarization and energy dependence of the interferential pictures of the differential cross section. It is revealed parameterization of DWBA calculations that describes "abnormal" polarization in (d,p) reaction in the 2nd zone. J-dependence of polarization that differs from observed in the "classical" area is found. Using our experimental cross section and VAP data in the 3rd area for the analysis on optical model and DWBA, it is shown that along parameterization, found in the 2nd area, it is possible to reproduce simultaneously well the features of behavior of cross section, polarization and VAP in reaction ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ and, using j -dependence VAP, for mixed on j transition ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ MeV})$ absolute and relative spectroscopic factors close to calculated on shell model are found.

KEYWORDS: nuclear reactions, beryllium, stripping, cross section, VAP, proton polarization, DWBA, optical potentials, j -dependence

J-ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ СПОСТЕРЕЖУВАНИХ РЕАКЦІЙ ЗРИВУ ПРИ НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЯХ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

В.Д. Сарана¹, Н.С. Луцай¹, М.А. Шляхов²

¹ Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
пл. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

² Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"
вул. Академічна 1, м. Харків, 61108, Україна

На основі розгляду зміни кутової залежності картини диференційних перерізів, поляризації та і векторної аналізуючої здатності (ВАЗ) ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ реакції досліджений інтервал енергії 2-15 МєВ поділяється на три зони, що мають суттєві відмінні особливості: 1-а - «класична» з точки зору поведінки ВАЗ і поляризації, 2-а- «аномальна» з точки зору поведінки поляризації, 3-я - «двічі проблемна» з точки зору поведінки поляризації і енергетичної залежності інтерференційної картини диференційного перерізу. Знайдена параметризація БНЗХ розрахунків, що описує «аномальну» поляризацію в (d,p) реакції в 2-ій зоні. Зафіксована j -залежність поляризації відмінна від тієї, яка спостерігається в «класичній» зоні. Використовуючи наші експериментальні дані по перерізам і ВАЗ в 3-й області для аналізу по БНЗХ, показано, що з параметризацією знайденою в 2-й області, можна добре одночасно відтворити особливості поведінки перерізів, поляризації і ВАЗ в реакції

${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ і, використовуючи j – залежність ВАЗ, для змішаного по j -перетину ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ MeV})$ знайдені абсолютні і відносні спектроскопічні фактори близькі до розрахованих по моделі оболонки.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ядерні реакції, берилій, зрив, переріз, векторна аналізуюча здатність, поляризація протонів, борнівське наближення збурених хвиль, оптичні потенціали, j -залежність.

Експериментально наблюдаемые в реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ угловые зависимости сечения показывают осциллирующую картину характерную для прямого процесса. Плавная энергетическая зависимость характерных для осциллирующей картины точек в угловых распределениях сечения в интервале энергий 1,5 – 15 МэВ, с четко фиксированным сильным первым максимумом, указывает на то, что в данной области энергий преобладающим механизмом этой реакции является прямой процесс.

Описание угловых распределений сечений реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ в рамках различных теоретических подходов указывает, что прямым процессом является срыв нейтрона с орбитальным моментом $l_n = 1$, а передача нейтрона должна проходить с полным угловым моментом $j_n = 1 + 1/2 = 3/2$ [1].

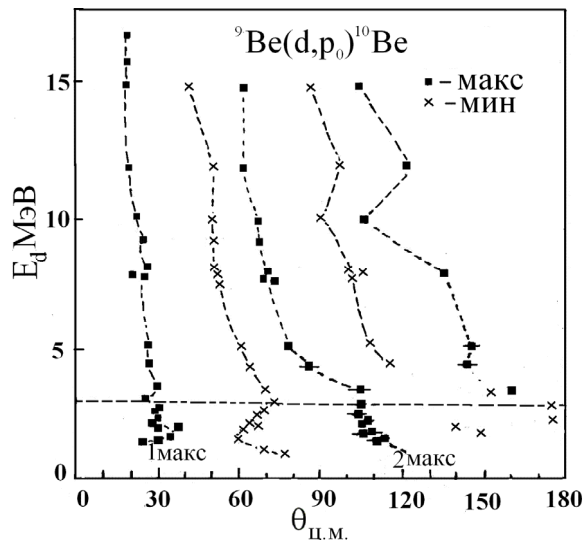


Рис.1. Энергетическая зависимость положений максимумов и минимумов в интерференционной картине углового распределения сечения реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0)$.

Данные взяты из работ: 15 МэВ [2], 12 МэВ [3], 10 МэВ [4], 7,8 – 8,0 МэВ [5], 4,5 – 5,0 МэВ [6], 3,6 МэВ [7], 0,9 – 3,1 МэВ [8].

Однако в области энергий ниже 4,0 МэВ наблюдается довольно резкое отклонение положения 2-го максимума от общей тенденции наблюдаемой при более высоких энергиях, что может указывать на возможную примесь другого непрямого механизма реакции. Возникает проблема объяснения этого факта. В связи с этим, рассматриваемый диапазон энергий можно разделить на две зоны (рис. 1), 1-я – зона (4-15 МэВ), где однозначно преобладающим является прямой механизм реакции и зона с возможной примесью другого механизма реакции – «проблемная» зона (1,5-4 МэВ).

Считается [11], что более полная информация о механизме протекания реакции получается при одновременном рассмотрении характера поведения угловых зависимостей сечений и поляризационных наблюдаемых. Поэтому рассмотрим особенности поведения энергетической зависимости поляризации в области главного пика срыва при $\theta_{max} = 30^\circ$ (рис. 2), где предполагается преимущественный вклад прямого процесса [12].

В функции возбуждения поляризации вылетающих протонов наблюдаются две особые точки в которых поляризация меняет знак – это около 12 МэВ (плавное пересечение нулевой линии) и около 4,0 МэВ [9] (Колумбус, Огайо, США) (резкое изменение знака поляризации, которое может трактоваться либо как результат действия процесса отличного от прямого [13], либо как область резкого нарушения симметрии волновых функций входного и выходного каналов, что накладывает ограничение на применимость теории БПИВ при $\Delta(E_d, Q) > 0 > 0,5$ [12]) и при дальнейшем понижении энергии поляризация остается неизменной и отрицательной. Такое стабильное поведение поляризации при $E_d < 3,5$ МэВ может быть связано с прямым процессом в этой области энергий, что противоречит характеру изменения положения 2-го пика в дифференциальном сечении.

Рассмотренное поведение сечения и поляризации делит рассматриваемый интервал энергий на три зоны, для которых поляризация в области передних углов имеет разные знаки: 1-я «классическая» 15 – 12 МэВ; 2-я

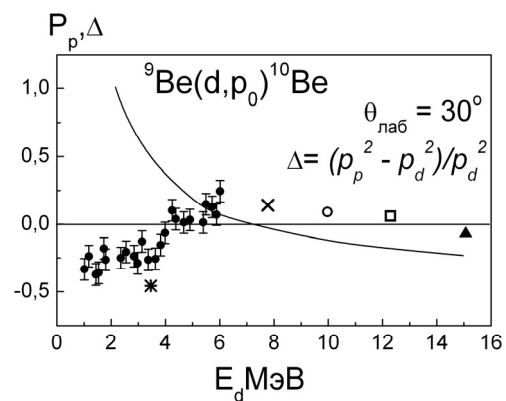


Рис.2. Энергетическая зависимость поляризации в области главного пика срыва в сечении при $\theta_{\text{лаб}} = 30^\circ$ для реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ [9], $E_d = 12,0$ МэВ [10]

- 1-я область плавное изменение знака поляризации и 4,2 – 3,5 МэВ [9]
- 2-я область – резкое изменение знака поляризации.

«аномальная» 12 – 4 МэВ и 3-я «дважды проблемная» 4 -1,0 МэВ.

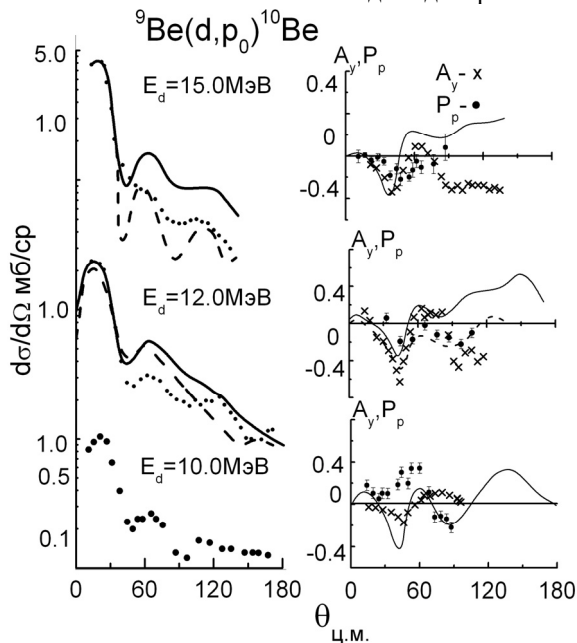


Рис. 3. Энергетическая зависимость угловых распределений сечений, поляризации и векторной анализирующей способности и их сравнение с расчетами в БПИВ.

Результаты взяты из работ: 15 МэВ [2,13], 12 МэВ [10,14-16], 10,0 МэВ [4,17,18.]. Везде знак поляризационной наблюдаемой соответствует Базельской конвенции.

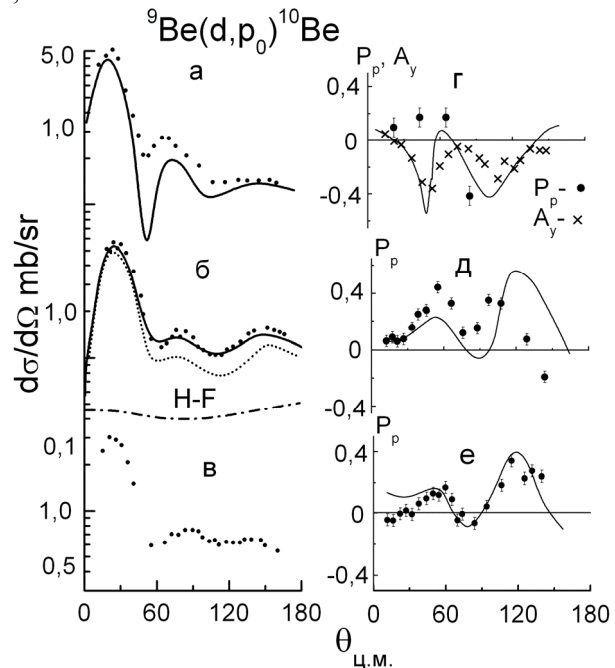


Рис. 4. Энергетическая зависимость угловых распределений: сечений, поляризации (P_p) и векторной анализирующей способности (A_y) и их сравнение с расчетами в БПИВ для интервала энергий E_d от 8,0 до 4,0 МэВ.

Результаты взяты из работ: а,г) 7- 8 МэВ [20], б,д) 5,25 – 5,5 МэВ [9,24], в,е) 4,5 – 4,0 МэВ [9,24]. Везде знак поляризационной наблюдаемой соответствует Базельской конвенции.

Для того, чтобы идентифицировать вклады процессов отличных от прямого в механизм протекания реакции необходимо исследовать динамику изменения характера поведения угловых зависимостей наблюдаемых величин.

Для этого мы приводим два рисунка рис. 3 и рис. 4, на которых собраны все доступные авторам данные об измеренных и проанализированных угловых распределениях сечения, поляризации вылетающих протонов и векторной анализирующей способности (ВАСП) реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$.

Цель нашей работы состоит в том, чтобы показать, как ранее полученные нами экспериментальные результаты (дифференциальное сечение и векторная анализирующая способность в реакции ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ при $E_d < 3$ МэВ [1]) вписываются в существующие, экспериментально наблюдаемые, тенденции поведения дифференциального сечения и поляризационных наблюдаемых и возможность их описания в рамках общепринятых теоретических подходов, делая упор на выявление возможности существования j -чувствительности поляризационных наблюдаемых при низких энергиях. Выявление ареалов особенностей применения и определение границ применимости БПИВ теории ядерных реакций. Данная работа является продолжением работы [1], где описаны использованные экспериментальный и теоретический методы, (Харьков, Украина).

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ В «КЛАССИЧЕСКОЙ» ЗОНЕ И МЕТОДЫ ВЫЯВЛЕНИЯ J -ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ

Из рис. 3 видно, что в «классической» зоне 12-15 МэВ, где *a priori* предполагается доминирующим прямой процесс, относительно, хорошо описываемый Борновским приближением искаженных волн (БПИВ), индикатором значения полного передаваемого углового момента является характер поведения, знак и величина, совпадающих между собой по характеру поведения, ВАСП (A_y) и поляризации протонов (P_p). При 12 МэВ j -зависимость ВАСП, найденной в Бирмингеме (Англия) [14], иллюстрируется сравнением с данными по ВАСП, полученными для реакции ${}^{12}\text{C}(d,p_0){}^{13}\text{C}$, которая проходит с передачей полного углового момента $j = l - 1/2 = 1/2$ и имеет угловую зависимость ВАСП противоположную по знаку относительно той, которая наблюдается для ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ реакции. Такое поведение ВАСП соответствует эмпирически найденной Хаберли (Висконсин, США) [19] j -зависимости ВАСП на ядрах среднего веса и хорошо описываемое БПИВ. Поэтому эту зону энергий мы назвали «классической».

Поляризация протонов в данной зоне энергий имеет j -зависимость типа j -зависимости ВАСП, которая

хорошо воспроизводится БПИВ для ${}^9\text{Be}$ в области передних углов, но имеет трудности для количественного описания реакции ${}^{12}\text{C}(d,p_0)$ [14].

Другим методом проверки j -зависимости поляризационной наблюдаемой является определение отношения вкладов полных угловых моментов с разным j ($3/2$ и $1/2$) при передаче нуклона в смешанном переходе с одним значением переданного орбитального момента l_n . Таким переходом в реакции ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ является переход в первое возбужденное состояние ${}^{10}\text{Be}$ ($E_x = 3,37$ МэВ 2^+). Существует два способа определения отношения вкладов разных j с помощью поляризационных наблюдаемых – это:

1) эмпирический безмодельный способ, когда с помощью точно измеренных угловых зависимостей поляризационной наблюдаемой для разных значений j путем варьирования их отношения добиваются получения наилучшего описания измеренной угловой зависимости этой поляризационной наблюдаемой в смешанном переходе [15], определяя относительные спектроскопические факторы.

2) модельно зависимый способ, когда измеренную угловую зависимость поляризационной наблюдаемой для смешанного перехода описывают с помощью вариации отношения вкладов модельно сгенерированных угловых зависимостей поляризационной наблюдаемой для разных значений передаваемых j [2]. В этом случае качество описания углового распределения поляризационной наблюдаемой для смешанного перехода с параметром отношения спектроскопических факторов для вкладов переходов с разным значением j , соответствующим рассчитанному по модели оболочек, есть критерием адекватности модели механизму протекания реакции. Для смешанных j -переходов в прямом процессе можно записать [19]:

$$\sigma(\theta) = 1,53 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \sum_j \frac{S_j \sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta)}{2j + 1} \quad (1)$$

$$A_y(\theta) = \frac{\sum_j [S_j / (2j + 1)] \sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta) A_{y\text{БПИВ}j}(\theta)}{\sum_j S_j \sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta) / (2j + 1)}, \quad (2)$$

где J_f , J_i и j являются спинами конечного состояния, мишени и передаваемым угловым моментом, соответственно. Здесь, S_j есть спектроскопический фактор для данного j (изоспиновый коэффициент связи в нашем случае равен единице) и $\sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta)$ и $A_{y\text{БПИВ}j}(\theta)$ являются сечением и анализирующей способностью рассчитанными программой для БПИВ [1].

Для случая, в котором присутствует только одна величина передаваемого орбитального углового момента, l_n , а форма $\sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta)$ приблизительно не зависит от j , тогда уравнение (2) сводится к

$$A_y(\theta) = \frac{\sum_j S_j A_{y\text{БПИВ}j}(\theta)}{\sum_j S_j} = \frac{A_{y\text{БПИВ}1/2}(\theta) + p A_{y\text{БПИВ}3/2}(\theta)}{1 + p}, \quad (3)$$

где $p = S_{3/2}/S_{1/2}$ – коэффициент смешивания абсолютных значений спектроскопических факторов для вкладов в смешанный переход с $j_n = 3/2$ и $1/2$. Таким есть случай для перехода в первое возбужденное состояние ${}^{10}\text{Be}$, если предполагаются отсутствующими вклады от $l_n = 3$.

ОСОБЕННОСТИ 2-Й «АНОМАЛЬНОЙ» ЗОНЫ

При переходе к энергии 10 - 7 МэВ, во 2-ю «аномальную» зону, сравнение угловых зависимостей поляризации и ВАСП показывает разительное расхождение в характере их поведения. При этом, происходит кардинальное изменение формы угловой зависимости поляризации вылетающих протонов [17], а характер поведения ВАСП [18,20] остается неизменным по сравнению с «классической» зоной [2,14] при неизменной форме углового распределения сечения (рис. 3 и рис. 4 б,в).

Такое поведение поляризационных наблюдаемых величин одновременно не может воспроизвести ни одна из известных авторам статьи одностадийных теорий прямых реакций ядерного срыва: БПИВ [11,19], слабо связанных бомбардирующих частиц (WBP) [21] и Батлера и др. (ВНММ) [22]. Поэтому обычно анализы в рамках прямого процесса проводят раздельно с индивидуальной параметризацией оптических потенциалов в БПИВ как для поляризации, так и для ВАСП [18,20].

Учитывая, что подобная противоречивая ситуация сложилась и на других ядрах $1p$ -оболочки [23], при энергиях дейтронов ниже 8-10 МэВ, то можно сказать, что объективно существует две взаимоисключающие реальности относительно параметризации одной и той же теории прямой реакции, которую используют для описания наблюдаемых величин в такой ситуации. Возможно, надо переходить к многомодовому и многостадийному описанию реакции с особыми свойствами отдельных мод. Такого теоретического рассмотрения механизма реакции, как известно авторам статьи, нет и, поэтому, обычно анализ проводится одной и той же гибкой феноменологической теорией (БПИВ), но с разной параметризацией не указывая причины ее расхождения. Желательно, чтобы эта параметризация была получена эмпирически с помощью феноменологической теории. Поэтому дальнейшее рассмотрение мы будем проводить с поиска параметризации, которая позволила бы описать имеющиеся в литературе экспериментальные данные по поляризации вылетающих нуклонов во 2-й «аномальной» зоне, чтобы потом смоделировать переход к 3-й

«дважды проблемной» зоне с этими параметрами и определить насколько хорошо они работают при более низких энергиях.

Рассмотрим интервал энергий перед резким изменением знака поляризации в функции возбуждения (рис. 1) возле 4,0 МэВ во второй «аномальной» энергетической зоне (рис. 4 б,в,д,е), который демонстрирует слабое изменение характера поведения угловых зависимостей сечения и поляризации в реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ [9,24]. (данные по ВАСП при данных энергиях дейтронов отсутствуют).

Результаты расчета [24] только дифференциального сечения реакции ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ с помощью БПИВ с учетом вклада образования составного ядра (по Хаузеру-Фешбаху) показали замечательное соответствие с экспериментом при спектроскопическом факторе равном оболочечно-модельному. Это послужило предпосылкой для того чтобы использовать этот набор параметров для описания нами угловых зависимостей поляризации в ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ реакции при близких энергиях 4,0 и 5,5 МэВ (рис.4 б,в,д,е).

Выбранный таким образом набор параметров (D_2 табл.1) для расчета поляризации в приближении БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия с учетом спин-орбитального взаимодействия позволил в целом хорошо воспроизвести знак и характер поведения экспериментально наблюдаемых угловых зависимостей поляризации протонов в этой реакции при данных энергиях.

Основываясь на положительном результате, полученном нами при описании поляризации в конце 2-й «аномальной» зоны (рис. 4 д,е), мы попытались проверить работу выбранной параметризации расчета БПИВ на концах области [25], где происходит резкое изменение знака поляризации и попробовать найти возможную причину возникновения довольно большой отрицательной поляризации на углах меньших 30° , которое уже проявляется при энергии 4 МэВ и не описывается БПИВ в использованном нами ранее подходе, приближение с нулевым радиусом взаимодействия (рис. 4 е).

Убедившись, что в выбранной исследуемой области энергий преимущественным является прямой механизм реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0)$ попытались описать имеющиеся экспериментальные данные по ВАСП в смешанном по j переходе ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ МэВ})$, учитывая возможную j -зависимость, показанную ранее для поляризации нейтронов в реакции ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ [25]. Это является целью нашего дальнейшего рассмотрения взаимодействия дейтронов с ${}^9\text{Be}$ при энергии менее 3,0 МэВ.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕЙТРОНОВ С ${}^9\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ 3,0 МЭВ

Для описания всей совокупности найденных нами экспериментальных данных по ядерным реакциям в рамках БПИВ были использованы наборы параметров потенциалов, соответствующих линиям параметризации: Сачлера Z [26] и его модификации D_2 и D_3 Пауэла-Робсона [24], имеющие форм фактор типа Вудса-Саксона с глубиной действительной части $V_r \sim 150-170 \text{ МэВ}$ и увеличенное, сильно локализованное поверхностное поглощение $W_s \sim 12 \text{ МэВ}$. В расчетах использовался потенциал вида:

$$V(r) = -V_s f_m(r) - iW_s f(r) + iW_s a_w [df(r)/dr] + V_{so} (\hbar/m\pi c)^2 (1/r) [df_{ml}(r)/dr] (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}),$$

где функции $f_{m,i,ml}(r)$ имеют форму Вудса-Саксона $f_{m,i,ml}(r) = \{1 + \exp [(r - R_{m,i,ml})/a_{o,w,so}]\}^{-1}$ и $R_{m,i,ml} = r_{o,w,so} A^{1/3}$. Найденные параметры потенциалов в дальнейшем использовались для анализа угловых зависимостей сечения, поляризации и ВАСП при разных условиях расчетов с одним и тем же набором параметров для протонного потенциала [1,27].

Таблица 1.

Параметры оптических потенциалов со спин-орбитальным взаимодействием для упругого рассеяния дейтронов и протонов на ${}^9\text{Be}$. Поверхностное поглощение.

E_d, E_p МэВ	Набор параметров	V_o , МэВ	r_o , ФМ	a_o , ФМ	W_s , МэВ	r_w , ФМ	a_w , ФМ	V_{so} , МэВ	r_{so} , ФМ	a_{so} , ФМ	r_C ФМ	ссылка
5,25	D_2	170,0	0,90	0,90	12,0	2,10	0,50	7,5	1,20	0,90	1,3	[24]
5,25	D_3	150,0	0,90	0,90	12,0	2,10	0,50	7,5	1,20	0,90	1,3	[24]
5,0	P10	50,0	1,38	0,65	11,9	1,50	0,37	7,3	1,35	0,33	1,33	[28]
7,0	P14	32,4	1,54	1,01	21,9	1,82	0,18	4,9	1,67	0,27	109	[29]
7,0	P15	48,7	1,40	0,48	10,3	1,466	0,53	8,41	1,35	0,31	1,50	[30]
7,5	P19	34,0	1,49	0,9	17,5	1,755	0,22	4,9	1,625	0,28	1,09	[29]

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ, ПОЛЯРИЗАЦИИ И ВАСП В РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ < 3,0 МЭВ

Лучшее соответствие с экспериментом во всем диапазоне углов (см. рис. 5) получается при использовании набора параметров для дейтронного потенциала D_2 с протонными потенциалами P14, P15 и P19 наилучшим образом описывающих поляризацию в упругом рассеянии (отобранных из большого числа опробованных нами наборов параметров) и при введении радиуса обрезания $R_{обр.} = 4 \text{ фм}$ или поправок на конечный радиус взаимодействия и нелокальность оптических потенциалов. Положительный пик в ВАСП в данном случае сдвигается к экспериментально наблюдаемому, а величина и положение 2-го пика в сечении воспроизводит эксперимент, устраняя вырождение этого пика, наблюдаемое и при других параметризациях расчетов при

низких энергиях.

Следует так же отметить корреляцию между описанием 2-го максимума в сечении и отрицательными значениями обеих поляризационных наблюдаемых в области передних и задних углов. Лучшее соответствие расчета с экспериментом по сечению и ВАСП наблюдается при энергии 2,8 МэВ, а поляризации при 2,5 МэВ (рис. 5). Такое соответствие с экспериментальными данными во всем диапазоне углов в области низких энергий при одновременном описании сечения, поляризации и ВАСП в рамках БПИВ получено впервые без дополнительной вариации параметров и которое вписывается в тенденцию, наблюдаемую во 2-й «аномальной» зоне.

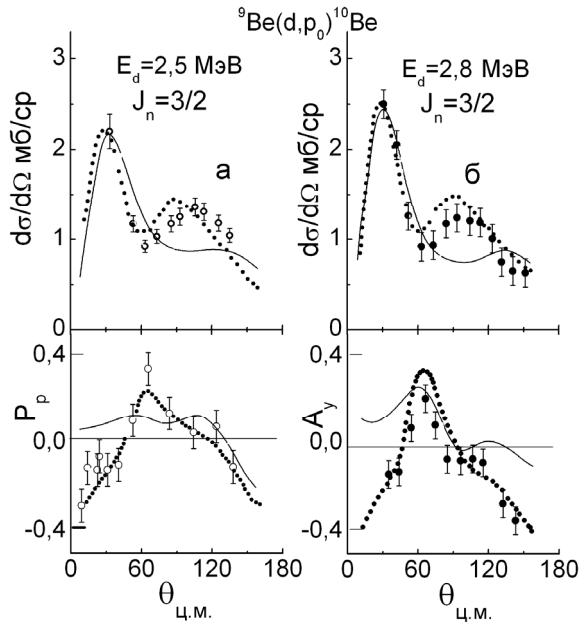


Рис.5. Угловые зависимости для реакции ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$.

а) сечения и поляризации (P_p) [9] вылетающих протонов при $E_d=2,5$ МэВ.

D_2+P14 , условия расчетов: $\bullet\bullet\bullet\bullet$ – сумма поправок на нелокальность искажающих оптических потенциалов и конечный радиус действия ядерных сил с $S = 3,38$; --- – нулевой радиус действия ядерных сил с $S = 2,11$;

б) сечения и ВАСП (A_y) при $E_d=2,8$ МэВ.

Условия расчетов: --- – D_2+P15 , нулевой радиус действия ядерных сил с $S = 2,26$; $\bullet\bullet\bullet\bullet\bullet$ – поправки на нелокальность и конечный радиус действия ядерных сил с $S = 3,26$, D_2+P19 .

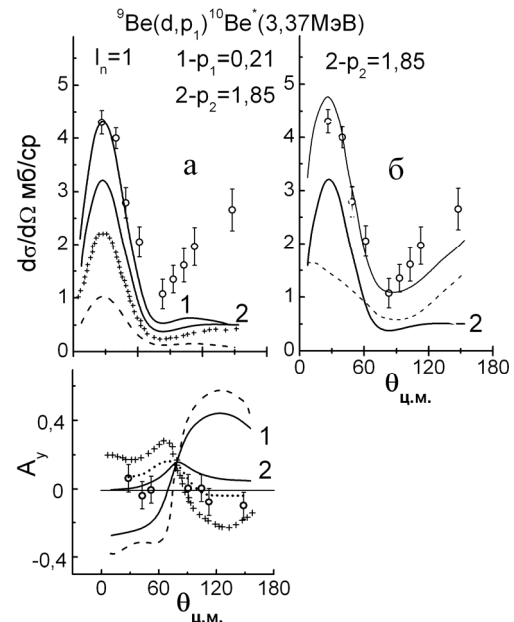


Рис. 6. Совместный анализ дифференциальных сечений и ВАСП реакции ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}^*(3,37\text{ МэВ})$

а) Сравнение измеренных угловых зависимостей сечения и ВАСП $E_d = 2,8$ МэВ с расчетами в БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия и наборами параметров оптических потенциалов $D_3 + P10$ и спектроскопическими факторами [31] $S_{3/2}=0,126$ для $j_n = 3/2^-$ - + + +, и $S_{1/2} = 0,068$ для $j_n = 1/2^-$ - - - - $p_2=1,85$ – кривая 2 — и $p_1=0,21$ кривая 1 - — с $S_{3/2}=0,048$ и $S_{1/2}=0,226$ [24,31]; \cdots - $p=4$.

В области передних углов эксперименту лучше всего соответствуют рассчитанные кривые с $p_2=1,85\pm 0,3$ с $\chi^2=0,160\pm 0,03$. В области задних углов дифференциальное сечение не описывается БПИВ.

б) Учет вклада составного ядра (равновесное состояние, ----- -статистическая теория Хаузера-Фешбаха с $R \approx 0,25$) для случая $p_2 = 1,85$.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ И ВАСП В РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}^*(3,37\text{ МэВ})$ ПРИ ЭНЕРГИИ $< 3,0$ МЭВ

Среди групп связанных состояний в реакции ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$ только переход в основное состояние вовлекает единственную величину j^π ($3/2^-$) для передаваемого нейтрона. Для перехода в первое возбужденное состояние ($J_i^\pi=3/2^- \rightarrow J_f^\pi=2^+$), только $j^\pi = 3/2^-$ и $1/2^-$ могут давать вклад, если предположить, что волновая функция этого уровня не содержит $l_n=3$ компоненты. Отсутствие в нашем случае хороших эмпирических кривых $A_y(\theta)$ как для $3/2^-$ так и для $1/2^-$ переходов препятствует любым эмпирическим точным определениям относительных вкладов двух j^π - величин в этом переходе, как это делается в работе [15]. Однако появляется возможность установить некоторые пределы для j^π -смешивания[19]. Рассчитанные величины $A_{y, \text{БПИВ}}(\theta)$ для чистых $3/2^-$ и $1/2^-$ переходов, а так же для их смеси (3) соответствующей $S_{3/2}/S_{1/2} = 1,85$ и $0,21$ (непрерывные кривые 2 и 1, соответственно) даны на рис. 6а. Эти смеси по j даны Коэном и Куратом [31], основываясь на их оболочечно-модельных расчетах с разными эффективными силами двухчастичных взаимодействий. Наши данные по сечению и векторной анализирующей способности для ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}^*(3,37\text{ МэВ})$ при $E_d = 2,8$ МэВ (рис.6а) позволяют оценить как абсолютные, так и относительные спектроскопические факторы вкладов полных угловых моментов участвующих в переходе. Результаты расчетов даны без вариаций оптических параметров наборов $D_3 + P10$ [24] в приближении нулевого радиуса взаимодействия и с коэффициентом смешивания p

абсолютных значений спектроскопических факторов $S_{3/2}=0,126$ и $S_{1/2}=0,068$ равными 1,85 и 0,21 для $S_{3/2}=0,048$ и $S_{1/2}=0,226$. Кривая ВАСП (кривая – 2) для коэффициента смешивания $p=1,85$ явно лучше соответствует эксперименту (с $\chi^2=0,165$ для передних углов и 0,43 для всех углов, но в области задних углов БПИВ не описывает сечение), чем кривая 1 ВАСП с $p=0,21$. Для $p=4$ (---- кривая на рис. 6а) $\chi^2=0,534$ для передних углов и $\chi^2=0,117$ для всей кривой. На основе χ^2 для передних углов степень смешивания находится в пределах $p_2=1,85\pm 0,30$, что близко к результатам работ при больших энергиях $E_d > 10$ МэВ [2,15].

Тогда, как сечение по абсолютной величине в области главного пика срыва показывает лучшее согласие с экспериментом для расчета с $p_1=0,21$ (кривая 1 для сечения на рис.6а), что соответствует работе [24], где проводился анализ только сечения с тем же набором параметров дейтонного потенциала, что и у нас. Такой коэффициент смешивания p_1 соответствует (8 – 16) РОТ эффективному взаимодействию в оболочечной модели [31], которое ВАСП отвергает, оставляя как наиболее вероятное (6 – 16) 2ВМЕ взаимодействие с $p_2=1,85$. Учет вклада образования равновесного составного ядра с помощью статистической теории Хаузера-Фешбаха, улучшает соответствие с экспериментом вклада в сечение прямого процесса рассчитанного с $p_2=1,85$ и выбранными нами абсолютными значениями спектроскопических факторов [31](рис. 6 б). Недочет сечения в области задних углов, возможно, связан с вкладом от хвоста широкого резонанса предравновесного состояния ($\Gamma \approx 1$ МэВ), наблюдаемого при энергии дейтронов 1,85 МэВ [32].

Такие результаты можно получить, если существует j -зависимость ВАСП в прямой реакции срыва при данной низкой энергии. Идентичность нашего результата с результатами по относительным спектроскопическим факторам в данном переходе, найденными при 12 МэВ [15] и 15 МэВ [2], говорит о том, что при всем различии в форме и знаке j -зависимости ВАСП при низких энергиях дейтронов БПИВ в состоянии описать наблюдаемые в эксперименте поляризационные данные. Форма угловой зависимости ВАСП и ее знак в области передней полусферы, рассчитанные для реакции с малым Q и передаваемым полным угловым моментом $j_n=1/2$, находятся в хорошем соответствии с измеренной формой угловой зависимости поляризации и ВАСП при близкой к нашей энергии дейтронов [33,34], экспериментально подтверждая j -зависимость поляризации и ВАСП в данной области энергий. Существование экспериментально наблюдаемой в области низких энергий j -зависимости поляризации и ВАСП, описываемое БПИВ, есть еще одним аргументом в пользу того, что в выбранной области энергии реакция может протекать преимущественно за счет прямого одностадийного механизма.

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВАСП ДЛЯ РЕАКЦИЙ (d,p_0) НА ${}^9\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $< 3,0$ МЭВ

Сравнение функций возбуждения для поляризации [9] и ВАСП [35] измеренной при 30° в области главного пика срыва, где для (d,p_0) реакции наблюдаются малые флуктуации значений ВАСП в интервале энергий от 2,2 до 3,0 МэВ, дает отличающиеся в два раза по величине усредненные отрицательные значения $2\langle A_y \rangle = \langle P_p \rangle$ (линии 2 и 1 на рис.7). Это не соответствует результатам, найденным в энергетической зоне 1 при $E_d=12$ МэВ [10,14].

Расчет по БПИВ функции возбуждения с параметрами соответствующими энергетической зоне 2, представленный непрерывной кривой на рис. 7, правильно передает общую тенденцию энергетической зависимости ВАСП и поляризации в данной области и указывает на то, что здесь возможно изменение знака этих поляризационных наблюдаемых.

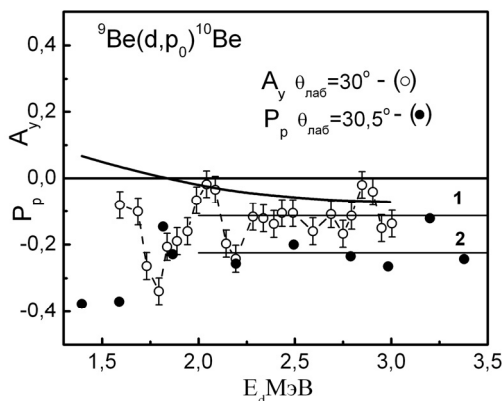


Рис. 7. Сравнение функций возбуждения для поляризации

[5] – ● и ВАСП [23] – ○ в реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}_{o.c}$

Линии 1 и 2 – значения ВАСП и поляризации, соответственно, для интервала энергий 2,0 – 3,0 МэВ. $\langle A_y \rangle = -0,113$, $\langle P_p \rangle = -0,224$. Непрерывная кривая – расчет в БПИВ для A_y (потенциалы D_0+P19 со всеми поправками) для $j_n=3/2$.

Таким образом, конкретный расчет по БПИВ, с выбранной параметризацией, показывает, что изменение знака поляризационных наблюдаемых может происходить при энергии значительно более низкой ($E_d \approx 1,8$ МэВ), чем на это указывают кинематические условия применимости данного приближения теории (рис. 2), отмеченные в работе [12]. Это может указывать либо на то, что теория БПИВ применима до столь низких энергий, либо о том, что выбранная параметризация расчета компенсирует несостоятельность данного приближения теории прямой реакции при низких энергиях на легких ядрах.

Флуктуации в функции возбуждения A_y , наблюдаемые на рис. 7, сильнее чем для поляризации P_p , т.к. мишень в нашем случае тоньше, чем в поляризационном эксперименте $50 < 250$ кэВ. Наблюдаемая при энергии 2,1 МэВ флуктуация соответствует резонансу, проявляющемуся в функции возбуждения полного сечения для этой реакции [32].

Вывод – исходя из характера поведения энергетических зависимостей экспериментальных

данных поляризационных наблюдаемых под передними углами в выбранной области энергий и рассчитанных кривых, можно говорить о возможном преимущественном вкладе прямого процесса и адекватности параметризации расчетов в области энергий от 2,5 до 3,0 МэВ, если во входном дейтроне канале для расчетов с БПИВ использовать набор параметров D_2 , найденный во 2-й энергетической области, при использовании поправок на конечный радиус взаимодействия и нелокальность оптических потенциалов, а так же набор параметров протонного потенциала P19 (таблица 1) для реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$.

ВЫВОДЫ

1. Обобщены литературные данные о результатах экспериментального и теоретического изучения дифференциальных сечений, поляризации вылетающих частиц и векторной анализирующей способности для реакции (d, p) на ${}^9\text{Be}$ и определены особенности их поведения в трех энергетических зонах прямого процесса. Особенности поведения поляризации и ВАСП в этих зонах представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Знаки величин и знаки наклона угловых зависимостей поляризационных наблюдаемых для реакций ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ $j_n=3/2$, ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ МэВ})$ $j_n=3/2$ и $1/2$ и ${}^{12}\text{C}(d,p_0){}^{13}\text{C}$ $j_n=1/2$ в трех зонах энергий.

Поляри- зацион- ные наблюда- емые	l_n j_n	Зона - 1 «классическая» - 12-15 МэВ		Зона- 2 «аномальная» 4-12 МэВ		Зона- 3 «дважды проблемная» < 4 МэВ	
		E_d МэВ	Знак $A_y(P_p)$. Знак на- $\theta_m < \theta < 2\theta_m$ лона в θ_m	E_d МэВ	Знак $A_y(P_p)$. Знак на- $\theta_m < \theta < 2\theta_m$ лона в θ_m	E_d МэВ	Знак $A_y(P_p)$. Знак на- $\theta_m < \theta < 2\theta_m$ накл.
A_y	1	12	+	7	-	2,8	(-)
		15	нет	10	+	2,8	-
	3/2	12	-	7	-	2,5	+
		15	-	10	-	2,8	+
P_p	1	12	+ (-)	7	-	3,2	-
		15	-	10	-		+
	3/2	12	- (+)	7	+	2,5	+
		15	-	10	+	(0)	+

Примечание: 12 МэВ [10,14,15,21]; 15 МэВ [2,13]; 7 МэВ [20,21]; 10 МэВ [17,18]; 2,5 МэВ [1,12,]; 2,8 МэВ [1,34]; 3,2 МэВ [33]; θ_m – угол соответствующий главному максимуму срыва в дифференциальном сечении реакции

2. Обращается внимание на то, что параметризация расчетов Борновского приближения искаженных волн, найденная при наилучшем описании сечения реакции (d,p) в области «вырождающегося» 2-го максимума во второй зоне при $E_d < 6$ МэВ, с учетом вклада составного ядра, позволяет с большой степенью достоверности описать поляризацию в (d,p) реакции в данной зоне, которая по знаку и характеру поведения коренным образом отличается от наблюдающейся в 1-й «классической» энергетической области при $E_d > 10$ МэВ.

3. На основании проведенных расчетов найдено, что должна существовать j -зависимость поведения поляризации в области передней полусферы для 2-й зоны, подтверждаемая экспериментальными фактами. Изучение поляризации и найденной нами ВАСП в энергетической области снятия вырождения 2-го пика при $E_d < 4,0$ МэВ показало, что форма и знак совпадающих угловых зависимостей этих поляризационных наблюдаемых, а так же положение и величина 2-го пика сечения, хорошо воспроизводятся при энергиях дейтронов 2,5 и 2,8 МэВ только в случае уменьшения влияния внутренней области ядра в интеграле перекрытия радиальных частей волновых функций входного, выходного каналов и связанного состояния. Величина 2-го пика реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ определяется параметрами протонного потенциала в выходном канале реакции.

4. Показано, что угловая зависимость ВАСП для перехода со смесью полных угловых моментов в реакции ${}^9\text{Be}(\bar{d}, p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ МэВ})$ при $E_d=2,8$ МэВ хорошо воспроизводится БПИВ с коэффициентом смешивания спектроскопических факторов для компонент передачи нейтрона с полными угловыми моментами 3/2 и 1/2 близким к тому, который дается оболочечной моделью для эффективного взаимодействия 2ВМЕ, что соответствует результатам найденным в «классической» $E_d > 10$ МэВ. зоне. Возможно, что для улучшения описания экспериментально наблюдаемых сечения и ВАСП необходимо учесть влияние предравновесного состояния.

5. Полученные результаты указывают на то, что в области $E_d \leq 4$ МэВ с видоизмененными угловыми зависимостями поляризации и ВАСП, относительно 1-й «классической» зоны, существует достаточно четко проявляющаяся j -зависимость поляризационных наблюдаемых, которые описываются БПИВ, невзирая на идеологические ограничения, и при том, что для расчетов в дейтроне канале используется особо глубокий центральный реальный потенциал, который не укладывается в рамки модели свертки.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Sarana V.D., Shlyakhov N.A., Lyashko Yu.V. Polarizatsionnye nablyudaemye v reaktsiyakh ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}(d,t_0){}^8\text{Be}$ pri nizkikh energiyakh deytronov i vklad pryamogo mekhanizma peredachi neytrona // The Journal of Kharkiv National University, physical series «Nuclei, Particles, Fields». – 2006. – Vyp. 3. – №744. – S.28-50.
2. Darden S.E., Murrillo G., Sen S. The ${}^9\text{Be}(d,d){}^9\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}(p,d){}^8\text{Be}$ reactions at 15 MeV // Nucl. Phys. – 1976. – Vol.A266, №1. –P.29-52.
3. Schiffer J.P., Morrison G.C., Siemssen R.H., Zeidman B. Study of the (d,p) reaction in the 1p shell // Phys. Rev. – 1967. – Vol.164. – P.1274-1284.
4. Zeidman B., Fowler J.M. Angular distributions from deuteron bombardment of beryllium and boron // Phys. Rev. – 1958. – Vol.112. – P.2020-2027; Generalov L.N., Abramovich S.N., Zvenigorodskiy A.G. Secheniya reaktsiy ${}^9\text{Be}(d,p_0)$ и ${}^9\text{Be}(d,t_0)$ // Izvestiya AN SSSR, ser.: Fiz. – 2000. – T.64, №3. – S.440-451.
5. Holt J.R., Marsham T.N. An investigation of (d,p) stripping reactions V: results for some of the light elements and conclusions // Proc. Phys. Soc. – 1953. –Vol.66A. – P.1032-1040; Green J.A. and Parkinson W.C. Polarization of protons in $\text{Be}^9(d,p)\text{Be}^{10}$ // Phys. Rev. – 1962. – Vol.127, №3. –P.926-928.
6. Powell D.L. Crawley G.M., Rao B.V.N., Robson B.A. Deuteron-induced reactions in ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}$ at bombarding energies of 4.5 to 6.0 MeV // Nucl. Phys. – 1970. – Vol.A147. – P.65- 80.
7. Fulbright H.W., Bruner J.A., Bromley D.A., Goldman L.M. Angular distribution of protons and tritons from deuterons-induced reactions on ${}^9\text{Be}$ // Phys. Rev. –1952. – Vol.88, №4. – P.700-702.
8. Bondouk I.I., Asfour F., Machali F. Investigation of the reactions ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}$ in the energy range 0.9-2.5 MeV // Rev. Roum. Phys. – 1974. – Vol.19, №10. –P.1053-1061.
9. Blue R.A., Stout K.J., Mare G. Polarization of protons from the ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ reaction // Nucl. Phys. –1967. –Vol.A90. – P.601-611.
10. Budzanowski A., Freindl L., Karcz W., Kuzminski J., Lazarska B., Zipper W. Polarization of protons from the ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ reaction at $E_d=12.0$ MeV // Nucl. Phys. – 1972 – Vol.A195. – P.280-288.
11. Vysotskiy G.L. Nekotorye voprosy teorii polarizatsionnykh effektov v yadernykh reaktsiyakh: Avtoref. dis. d-ra fiz.-mat. nauk. – Moskva, 1972.- 24s.; Ustimenkov K.F. Issledovanie mekhanizma protekaniya reaktsiy (d,p) i (d, α) na yadre ${}^{14}\text{N}$ i reaktsii ${}^{30}\text{Si}(d,p){}^{31}\text{Si}$ pri nizkikh energiyakh deytronov: Avtoref. dis. kand. fiz.-mat. nauk. – Khar'kov, 1980. – 22s; Barit I.Ya., Vysotskiy G.L., Krivopustov M.I. i Slabospitskiy R.P. Polarizatsionnye yavleniya v yadernykh reaktsiyakh // FEChAYa. – 1977. – T.8 – Vyp. 6. – S.1290-1337.
12. Kozlowski M. On the energy dependence of the polarization in ${}^8\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ reaction // Acta Physica Polonica. – 1971. – Vol.B2. – P.515-519.
13. Reber L.H., Saladin J.X. Polarization of deuteron stripping reactions // Phys.Rev. - 1964. - Vol.133, №5B. - P.B1155-B1161.
14. Griffith J.A.R., Irshad M., Karban O., Oh S.W., Roman S. Stripping reactions and elastic scattering of 12 MeV vector polarized deuterons on ${}^9\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}$ // Nucl. Phys. – 1971. – Vol.A167. – P. 87-96; Baxter A.M., Griffith J.A.R. and Roman S. Polarization-vector analyzing power of the reactions ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}(d,p){}^{13}\text{C}$ //Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol.20, №20. – P.1114-1116.
15. Basak A.K., Griffith J.A.R., Karban O., Roman S.,Tungate G., Santos F.D. Analyzing powers of the (d,p) and (d,t) reactions induced by 12 MeV polarized deuterons in the 1p shell // Nucl. Phys. – 1977. –Vol.A286, №3. – P.420-430.
16. Baxter A.M., Griffith J.A.R., Roman S. Polarization-vector analyzing power of the reactions ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}(d,p){}^{13}\text{C}$ // Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol.20, №20. – P.1114-1116.
17. Allas R.G., Bercow R.W., Shull F.B. Polarization of protons in ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ // Phys. Rev. – 1962. – Vol.127. – P.1252-1257.
18. Cuno H.-H., Clausnitzer G., Fleischmann R. Messung der analysierstärke der (d,p) reaktion und vergleich mit messungtn der protonenpolarisation // Nucl. Phys. – 1969. – Vol.A139, №3. – P.657-672.
19. Satchler G.R. The Distorted-waves theory of direct nuclear reactions with spin-orbit effects // Nucl. Phys. – 1964. –Vol.55. – P.1-33; Satchler G.R. Symmetry properties of the distorted wave theory of direct nuclear reactions // Nucl. Phys. – 1960. – Vol.18. – P.110-121; Satchler G.R. Deuteron stripping with polarized deuterons // Nucl. Phys. – 1958. – Vol.6. – P.543-544.
20. Yule T.J., Haerberly W. Use of polarized deuterons to determine the total angular momentum transfer in stripping reactions // Phys. Rev. Lett. – 1967. – Vol.19, №13. – P.756-758; // Nucl. Phys. - 1968. - Vol.A117. - P. 1-26.
21. Pearson C.A., Wilcott J.C. Study of the reaction $\text{C}^{12}(d,p)\text{C}^{13}$ with the Weacly-Bound-Projectale Model // Phys. Rev. – 1969. – Vol.181. – P.1477-1485.
22. Butler S.T., Hewitt R.G., McKellar B.H.J., May R.M. Deuteron stripping analysis //Ann.of Phys. –1967. –Vol.43. – P.282- 321.
23. Meier M.M., Walter R.L., Donoghue T.R., Seyler R.G., Drisko R.M. A DWBA analysis of the cross section and polarization data for the ${}^{14}\text{N}(d,n){}^{15}\text{O}$ reaction at 3.5 MeV // Nucl. Phys. – 1970. – Vol.A159. –P.273-304; Meier M.M., Walter R.L. Polarization of neutrons from ${}^{10}\text{B}+d$, ${}^{11}\text{B}+d$ and ${}^{13}\text{C}+d$ reactions // Nucl. Phys. - 1972. - Vol. A182. - P. 468-480.
24. Powell D.L. Crawley G.M., Rao B.V.N., Robson B.A. Deuteron-induced, reactions in ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}$ at bombarding energies of 4.5 to 6.0 MeV // Nucl. Phys. – 1970. – Vol.A147. – P.65- 80.
25. Deyneko A.S., Tutubalin A.I., Shlyakhov N.A., Sarana V.D., Zalyubovskiy I.I. Uglovye zavisimosti polyarizatsii neytronov i protonov iz reaktsiy (d, \bar{p}) i (d, \bar{n}) na yadre ${}^9\text{Be}$ pri $E_d=2,4 \dots 3,5$ MeV // VANT Seriya: obshchaya i yadernaya fizika. – 1984. – Vyp.2(27). – S.79-83.
26. Satchler G.R. On Optical Potential for Deuteron Scattering from Carbon // Nucl. Phys. – 1966. –Vol. 85. – P. 273-287.
27. Antufev Yu.P., Deyneko A.S., Zalyubovskiy I.I., Sarana V.D., Storizhko V.E., Tutubalin A.I., Khatsegan K., Shlyakhov N.A. Uglovye raspredeleniya differentsial'nykh secheniy i vektornykh analiziruyushchikh sposobnostey reaktsiy ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ i ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ pri $E_d = 2,0 \div 2,8$ MeV // Yadernaya fizika. – 1984. – T.40. – Vyp.1(7). – S.53-61.
28. Loyd D. H., Haerberli W. Polarization of protons elastically scattered from beryllium // Nucl. Phys. –1970. –Vol.A148.– P.236-248.
29. Werby M.F., Edwards S., Thompson W.J. Optical model analysis of ${}^9\text{Be}(p,p_0){}^9\text{Be}$ cross section and polarizations from 6 MeV to 30 MeV // Nucl. Phys. – 1971. – Vol.A169. – P.81-94.

30. Gubin V.B., Romanovskiy E.A. Analiz v ramkakh opticheskoy modeli secheniy uprugogo rasseyaniya i polarizatsii protonov na ${}^9\text{Be}$ // Izv. AN SSSR, ser.: Fiz. – 1974. – T.38. –S. 144- 148.
31. Cohen S., Kurath D. Spectroscopic factors for the 1p shell // Nucl. Phys. – 1967. – Vol.A101. – P.1-16.
32. Zwieglinski D., Saganek A., Sledzinska I., Wilhelmi Z. Direct and Resonance processes in ${}^9\text{Be}(d,p_o,t){}^{10}\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}(d,t_o){}^8\text{Be}$ at low energies // Nucl. Phys. - 1975. - Vol.A250, №1. - P.93-105.
33. Sosnowski M. Proton polarization for ${}^{12}\text{C}(d,p){}^{13}\text{C}$ reaction near $E_d = 3,0$ MeV // Nucl. Phys. – 1969. – Vol.A133. – P.266-272.
34. Borovlev V.I., Klyucharev F.P., Slabospitskiy R.P., Andreev G.B., Lopatko I.D. Vzaimodeystvie polarizovannykh deytronov s yadrami ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ i ${}^{40}\text{Ca}$ // Izv. AN SSSR, ser.: Fiz.1971. – T.35. – S.1670-1673.
35. Lyashko Yu.V., Deyneko A.S., Shlyakhov N.A., Slabospitskiy R.P., Dikiy N.P. Izuchenie reaktsiy ${}^9\text{Be}(\vec{d}, p){}^{10}\text{Be}$ pri energii polarizovannykh deytronov do 3 MeV // Izvestiya AN SSSR, ser.: Fiz. – 1995. – T.59, №1. –S.129-135.

PACS: 52.25.Os, 52.20.Dg, 52.55.Fa

ANALYSIS OF SYNCHROTRON RADIATION EMITTED BY RUNAWAY ELECTRONS IN TOKAMAKS

I.M. Pankratov^{1,2}, I.V. Pavlenko², O.A. Pomazan¹

¹*Institute of Plasma Physics, NSC “Kharkiv Institute of Physics and Technology”
Academicheskaya Str.1, 61108 Kharkiv, Ukraine*

²*Department of Physics and Technology, V.N. Karazin Kharkiv National University
Svobody Sq.4, 61022 Kharkiv, Ukraine*

E-mail: pankratov@kipt.kharkov.ua

Received May 7, 2013, accepted 21 May, 2013

The synchrotron radiation diagnostics allows a direct observation of the runaway electron beams and an analysis of their parameters. Strong oscillations of the instantaneous curvature radii of electron orbits were a characteristic feature of recent EAST and KSTAR tokamak runaway electron experiments. Incorrect analysis of synchrotron radiation spectra of runaway electrons was carried out by EAST team. In presented paper the detail theoretical analysis of the synchrotron radiation spectra of the runaway electrons which gyrate around their guiding centers in the curved magnetic field is presented for cases when the curvature radius of electron orbit oscillates strongly. Key parameter of the analysis is the ratio of the cyclotron rotation velocity to the velocity of the vertical centrifugal drift. This analysis is applied for correct calculations of synchrotron radiation spectra for EAST and KSTAR runaway electron parameters.

KEYWORDS: synchrotron radiation; runaway electrons; tokamak; curved magnetic field

АНАЛИЗ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОКАМАКАХ

И.М. Панкратов^{1,2}, И.В. Павленко², О.А. Помазан¹

¹*Институт физики плазмы, НИЦ “Харьковский физико-технический институт”
ул. Академическая 1, 61108 Харьков, Украина*

²*Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
пл. Свободы 4, 61022 Харьков, Украина*

Диагностика, основанная на синхротронном излучении убегающих электронов, позволяет как непосредственное наблюдение, так и анализ параметров этих электронов. Особенности недавних экспериментов на токамаках EAST и KSTAR с убегающими электронами были сильные осцилляции мгновенного радиуса кривизны орбит электронов. На токамаке EAST выполнен неправильный анализ спектров синхротронного излучения убегающих электронов. В представленной работе проведен детальный теоретический анализ спектров синхротронного излучения убегающих электронов, которые вращаются в кривом магнитном поле, именно для случаев, когда радиус кривизны орбит электронов сильно осциллирует. Ключевым параметром такого анализа является отношение скорости циклотронного вращения к скорости вертикального центробежного дрейфа. Полученные результаты применены для правильного расчета спектров синхротронного излучения убегающих электронов с параметрами экспериментов на токамаках EAST и KSTAR.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: синхротронное излучение; убегающие электроны; токамак; кривое магнитное поле

АНАЛІЗ СИНХРОТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВТІКАЮЧИХ ЕЛЕКТРОНІВ У ТОКАМАКАХ

І.М. Панкратов^{1,2}, І.В. Павленко², О.О. Помазан¹

¹*Інститут фізики плазми, ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”
вул. Академічна 1, 61108 Харків, Україна*

²*Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
м. Свободи 4, 61022 Харків, Україна*

Діагностика, що базується на синхротронному випромінюванні втікаючих електронів, дозволяє як безпосереднє спостереження, так і аналіз параметрів цих електронів. Особливостями недавніх експериментів на токамаках EAST та KSTAR з втікаючими електронами були сильні осциляції миттєвого радіусу кривизни орбіт електронів. На токамаку EAST виконано неправильний аналіз спектрів синхротронного випромінювання втікаючих електронів. У представленій роботі проведено детальний теоретичний аналіз спектрів синхротронного випромінювання втікаючих електронів, які обертаються у кривому магнітному полі, саме для випадків, коли радіус кривизни орбіт електронів сильно осцилює. Ключовим параметром у цьому аналізі є відношення швидкості циклотронного обертання до швидкості вертикального відцентрового дрейфу. Отримані результати застосовано для правильного розрахунку спектрів синхротронного випромінювання втікаючих електронів з параметрами експериментів на токамаках EAST та KSTAR.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: синхротронне випромінювання; втікаючі електрони; токамак; криве магнітне поле

The runaway electrons can cause a serious damage of plasma-facing-component surfaces in large tokamaks like ITER [1]. The strong electric fields induced during the tokamak disruption can generate a lot of these runaways [2]. Therefore an effective monitoring of the runaway electrons is an important task.

The synchrotron radiation is a powerful tool for direct observation and investigation of runaway electrons in large tokamaks. The established methods of runaway electron monitoring (HXR, photoneutron emission) will be difficult to apply at large machines like ITER because of the high gamma and neutron background and the very thick wall (vessel

shielding). Only the diagnostic based on the runaway electron synchrotron radiation measurements will be possible at ITER [3]. In [4] a synchrotron radiation diagnostic at ITER was discussed in wavelength range $\lambda = (1-5) \mu m$ and it was shown how to deduce the runaway electron parameters, such as energy, pitch angle, number and beam radius.

For the first time this diagnostic was used at the TEXTOR tokamak [5]. The TEXTOR tokamak main parameters are the major radius $R = 1.75$ m, the minor radius $a = 0.46$ m, the plasma current $I_p = 350$ kA and the toroidal magnetic field B_T was changed in the range from 1.3 to 2.9T. The energy of runaway electrons was 25 MeV. It was found during TEXTOR experiments that the runaways have the finite ratio $v_{\perp}/v_{\parallel} \sim 0.1$ (v_{\perp} – is the transverse and v_{\parallel} – is the longitudinal velocities with respect to the tokamak confining curved magnetic field).

Recently the investigation of runaway electron generation was started at the EAST and KSTAR tokamaks [6-8] and the synchrotron radiation diagnostic detecting the runaway electrons is used there. The energy of runaway electrons was above 30 MeV in these experiments. The EAST tokamak main parameters are the major radius $R = 1.7$ m, the minor radius $a = 0.4$ m, the plasma current $I_p = 1$ MA and the maximum toroidal magnetic field $B_T = 3.5$ T [6]. The KSTAR tokamak main parameters are $R = 1.8$ m, $a = 0.5$ m, $I_p = 300$ kA and the maximum toroidal magnetic field B_T was 3.5 T [8]. Strong oscillation of the curvature radii of the electron orbits was a feature of these runaway experiments.

The theoretical bases of the analysis of synchrotron radiation spectra of runaway electrons in the curved magnetic field with the finite value of the transverse velocity were considered in [9]. But incorrect calculations of synchrotron radiation spectra of runaway electrons [7] (that were carried out by EAST team) show a necessity of more detailed consideration of the case when the curvature radius of electron orbit oscillates strongly. In the paper an expression for the spectral density of the power emitted by runaways is presented in a form which is more suitable for the correct diagnostic application and the experiment interpretation when the curvature radius of electron orbit oscillate strongly. The theoretical results are applied for synchrotron radiation spectra analysis of runaway electrons in recent EAST and KSTAR experiments [7,8].

Note, asymptotic expressions for the analysis of synchrotron radiation spectra of runaway electrons from the review paper [4] are not applied for experiment interpretations when the curvature radius of electron orbit oscillates strongly. In this paper simple usability conditions of the asymptotes are obtained.

The aim of this paper is to demonstrate correct performing the theoretical analysis of the electron synchrotron radiation spectra, especially for case when the instantaneous curvature radii of electron orbits oscillate strongly.

MONITORING OF RUNAWAY ELECTRONS

In this paragraph the theoretical background of synchrotron radiation spectra of runaway electrons is discussed in details since it is integral part for the experimental analysis. The inaccuracies in [4] will be noted, also.

Recall that highly relativistic particles emit radiation in the direction of their velocity vector [10]. As first step of the analysis, the ratio $v_{\perp}/v_{\parallel} \ll 1$ must be estimated from the shape of the synchrotron radiation spot. The detailed analysis of the synchrotron radiation spot shape in the case of the finite ratio $v_{\perp}/v_{\parallel} \ll 1$ was carried out in [11]. Usually a detector of synchrotron radiation is positioned in equatorial plane of tokamak looking tangentially to the direction of runaway electron flow.

If for the runaway electrons

$$v_{\perp}/v_{\parallel} \ll r_{beam}/q(r_{beam})R_0, \quad (1)$$

the detector records the radiation of electrons from small part of runaways beam poloidal cross section. This results in a narrow pattern (strip) that has the angle β with equator line in the poloidal plane of the discharge (D is a distance from the detector to the observed runaways)

$$tg \beta \approx D/q(r)R_0. \quad (2)$$

In expression (1) r_{beam} is the radius of electron beam, $q(r)$ is the safety factor, R_0 is the major radius of the magnetic surface.

When

$$v_{\perp}/v_{\parallel} \geq r_{beam}/q(r_{beam})R_0, \quad (3)$$

the large (almost circular) spot or like inclined ellipse spot (with angle β (2) between the equatorial plane and the ellipse major axis) is observed by the detector. The expression (2) was applied for analysis of the synchrotron radiation spot in the TEXTOR experiments [12]. Unfortunately, the incorrect expression for angle β is presented in review paper [4] instead of (2).

The theoretical analysis of the synchrotron radiation spectra of runaway electrons was carried out in [9] (relativistic factor $\Gamma \gg 1$, $v_{\parallel} \gg v_{\perp}$). The features of the relativistic electron motion in a tokamak (the motion along the tokamak helical magnetic field, cyclotron gyration with frequency $\omega_B = eB/mc\Gamma$ and vertical centrifugal drift with

velocity $v_{dr} = v_{\parallel}^2 / R\omega_B$) were taken into account. Here e and m are the charge and rest mass of electron, c is the light velocity.

Only a small part of the electron trajectory in a tokamak is effective to produce the radiation observed in the detector. A key parameter of the radiation analysis is

$$\eta = v_{\perp} / v_{dr} . \quad (4)$$

The instantaneous curvature radius of electron orbit depends on the phase of cyclotron gyration and oscillates strongly, when parameter η is the order of a few units ([9])

$$\frac{1}{R_{curv}^2} \approx \frac{1}{R_0^2} [1 + \eta^2 + 2\eta \sin(\vartheta + \alpha)] . \quad (5)$$

Hence the emission of a single electron reproduces this dependence also. The spectral density of the synchrotron radiation $P(\lambda, \alpha)$ depends on cyclotron gyration phase α ($\dot{\alpha} \approx -\omega_B$) and oscillates strongly with α (ϑ is the poloidal angle corresponding to the position of the electron guiding center). In tokamaks the radiation of many runaway electrons is observed in the detector simultaneously. In this case it is possible to introduce an averaged spectral density of the emitted power:

$$P(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha P(\lambda, \alpha) . \quad (6)$$

It is convenient to present the result in the form of contour integral (compare with [9]):

$$P(\lambda) = i \frac{2\pi c e^2}{\lambda^3 \Gamma^2} \left\{ \int_C \frac{du}{u} (1 - 2u^2) I_0 \left(\frac{\xi \eta u^3}{1 + \eta^2} \right) \exp \left[-\frac{3}{2} \xi \left(u - \frac{u^3}{3} \right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{4\eta}{1 + \eta^2} \int_C du u I_1 \left(\frac{\xi \eta u^3}{1 + \eta^2} \right) \exp \left[-\frac{3}{2} \xi \left(u - \frac{u^3}{3} \right) \right] \right\} , \quad (7)$$

where the integration path is taken along the line of steepest descent from a saddle point, $I_{0,1}(z)$ are the modified Bessel functions,

$$\xi = \frac{4\pi}{3} \frac{R_0}{\lambda \Gamma^3} \frac{1}{\sqrt{1 + \eta^2}} . \quad (8)$$

There is a difference between (7) and Schwinger's result [13]:

$$P_{Sch}(\lambda) = \frac{4\pi c e^2}{\sqrt{3} \lambda^3 \Gamma^3} \int_w^{\infty} K_{5/3}(x) dx , \quad (9)$$

where

$$w = 4\pi R_{curv} / 3\lambda \Gamma^3 . \quad (10)$$

Equation (9) describes the emission of single electron, meanwhile (7) describes the radiation of many runaway electrons whose distribution function is independent on the phase of cyclotron gyration α i.e., distribution function has the form $f(p_{\parallel}, p_{\perp}, t)$. Another question is: in which way (9) may be used in case of strong oscillations of the instantaneous curvature radius R_{curv} from (5). It is necessary to apply (7) for spectra analysis instead of (9) in this case.

Correct estimation of the ratio $v_{\perp} / v_{\parallel}$ is important part of spectra analysis. Uncertainties during measurement of the ratio $v_{\perp} / v_{\parallel}$ may cause large errors during spectra analysis.

The asymptotic approximation of integral (7) simplifies the spectra analysis. Integral (7) can be easily integrated by saddle point method (see, e.g. [14]) when

$$\xi = (4\pi/3) (R_0 / \lambda \Gamma^3) (1 / (1 + \eta^2)^{1/2}) \gg 1 . \quad (11)$$

Two limit cases are possible (see [9]). In first case

$$P(\lambda) \approx \pi c e^2 \sqrt{\frac{2\sqrt{1 + \eta^2}}{\lambda^5 R_0 \Gamma}} \left[I_0(a) + \frac{4\eta}{1 + \eta^2} I_1(a) \right] \exp \left(-\frac{4\pi}{3} \frac{R_0}{\lambda \Gamma^3} \frac{1}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) , \quad (12)$$

when

$$a = (4\pi/3) (R_0 / \lambda \Gamma^3) (\eta / (1 + \eta^2)^{3/2}) \lesssim 1 , \quad (13)$$

here the saddle point is $u_0 = (1, 0)$.

Expression (12) has a maximum at $\lambda = \lambda_m$, where λ_m is a solution of following equation:

$$\lambda = \frac{8\pi}{15} \frac{R_0}{\sqrt{1+\eta^2}} \frac{1}{\Gamma^3} \left[1 - \frac{\eta}{1+\eta^2} \frac{(1+\eta^2)I'_0(a) + 4\eta I'_1(a)}{(1+\eta^2)I_0(a) + 4\eta I_1(a)} \right], \quad (14)$$

where $I'_{0,1}(a)$ are derivatives of modified Bessel functions with respect to an argument.

For $\eta \ll 1$ or $\eta \gg 1$ we have from (14) that

$$\lambda_m \approx \frac{8\pi}{15} \frac{R_0}{\sqrt{1+\eta^2}} \frac{1}{\Gamma^3}. \quad (15)$$

The asymptotic expression (12) for $P(\lambda)$ is valid for

$$\eta \gg 2.5 \quad (16)$$

or

$$\eta \ll 0.4 \quad (17)$$

as it follows from the inequalities (11) and (13). There are not the strong oscillations of R_{curv} in these cases, $R_{curv} \approx R_0 / \sqrt{1+\eta^2}$. Note that the parameter η was large, $\eta \gg 1$, in well known TEXTOR experiments [4,5].

In second case

$$P(\lambda) \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{ce^2 \Gamma(1+\eta)^2}{\lambda^2 R_0 \sqrt{\eta}} \exp\left(-\frac{4\pi}{3} \frac{R_0}{\lambda \Gamma^3} \frac{1}{1+\eta}\right), \quad (18)$$

when

$$a = (4\pi/3) (R_0 / \lambda \Gamma^3) (\eta / (1+\eta)^3) > 1, \quad (19)$$

here the saddle point is $u_0 = (\sqrt{1+\eta^2} / (1+\eta), 0)$.

Expression (18) has a maximum at

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{3} \frac{R_0}{(1+\eta)\Gamma^3}. \quad (20)$$

When η is the order of several units ($\eta \sim (1-2)$), equation (18) has to be used instead of (12). The analysis of experimental conditions shows that it is just a case of the EAST and KSTAR tokamaks. But the equation (12) is discussed only in the review paper [4].

The application of asymptotic expressions (12) and (18) simplifies the spectrum analysis. Note that presentation of parameter ξ (11) is convenient in following form:

$$\xi(\lambda) = 2.5(\lambda_m / \lambda) \gg 1, \quad (21)$$

for first limit case when λ_m is defined by (15) ($\xi(\lambda_m) = 2.5$). For second limit case

$$\xi(\lambda) = 2 \left[(1+\eta) / \sqrt{1+\eta^2} \right] (\lambda_m / \lambda) \gg 1, \quad (22)$$

when λ_m is defined by (18) ($\max(\xi(\lambda_m)) \approx 2.8$).

Hence the asymptotic expressions (12) and (18) describe correctly the features of the spectrum in the range $\lambda < \lambda_m$ only, where $\xi \gg 1$.

The spectrum is shifted toward shorter wavelengths with increasing of parameter η . Recall that the experimental measurement of the spectrum in the region $\lambda < \lambda_m$, where $P(\lambda)$ decreases exponentially fast, is very important because it allows estimating the maximum energy of runaways in the discharge [4].

The integral (7) can be taken numerically without additional simplifications. It has been taken numerically along the contour C (a hyperbola $x^2 - y^2/3 = 1$ passing through the saddle point ($x=1, y=0$), where x and y are real and imaginary parts of the complex number respectively) in the complex plane to calculate accurately the spectrum near the maximum position. This integration path provides the most rapid convergence of the integral.

APPLICATION OF THEORY IN EAST AND KSTAR EXPERIMENT INTERPRETATIONS

The synchrotron radiation spectra for the same (as in Fig.5 of Ref. [7]) runaway electron parameters of the EAST tokamak are shown in Fig. 1. The spectra have been calculated numerically from (7) and they are different from the data of [7]. A reason of these differences is explained below. Note when parameter v_{\perp}/v_{\parallel} is constant the spectrum moves

to smaller values of wavelength with runaway energy increasing.

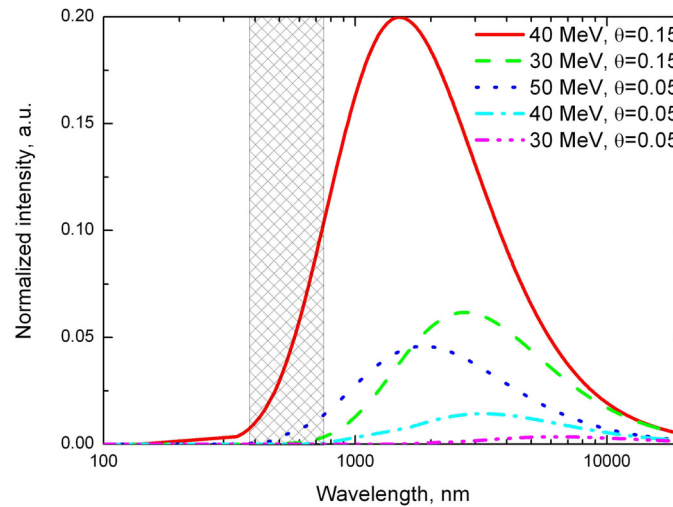


Fig.1. The synchrotron radiation spectra calculated on the base of (7) for experimental parameters of the EAST tokamak presented in [7]. The wavelength range detected by the visible CMOS camera of the EAST tokamak is shaded.

As was claimed in [7] when pitch angle is small $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.05$ the runaway electron energy has to reach 40 MeV to observe synchrotron radiation during EAST experiments as visible light. This conclusion was made on the base of (12). Note parameter η is equal to 1.38 for 40 MeV in case $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.05$.

Data of synchrotron radiation spectra obtained from (7) and its comparison with data of the asymptotic expressions (12) and (18) for the EAST tokamak in case $\eta = 1.38$ is shown in Fig. 2. A visible CMOS camera of the EAST tokamak operates in the narrow $(0.38 - 0.75) \mu\text{m}$ wavelength range [6] which is shaded in Figs.1-3. Note that the value $\eta = 1.38$ is outside of application range (16,17) of asymptotic expression (12). Although the part of the spectrum calculated by asymptotic equation (12) is inside $(0.38 - 0.75) \mu\text{m}$ range but the correctly calculated spectrum is outside of this range. Therefore the runaway electrons with $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.05$ and energy 40 MeV are invisible during EAST experiments.

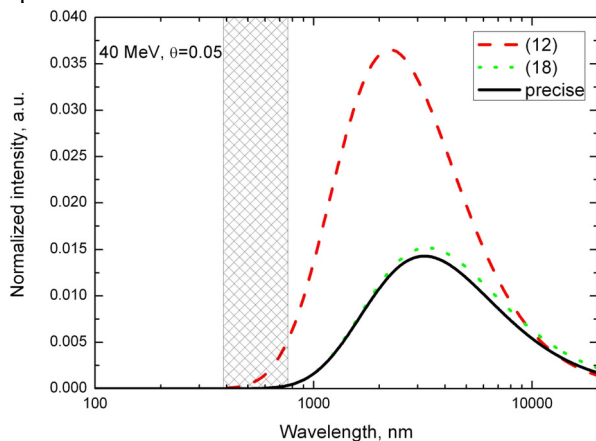


Fig. 2. The comparison of synchrotron radiation spectra calculated on the base of (7) with data of the asymptotic expressions (12) and (18) for the EAST tokamak in case $\eta = 1.38$ ($B_T = 2\text{T}$, 40 MeV, $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.05$).

The wavelength range detected by the visible CMOS camera of the EAST tokamak is shaded.

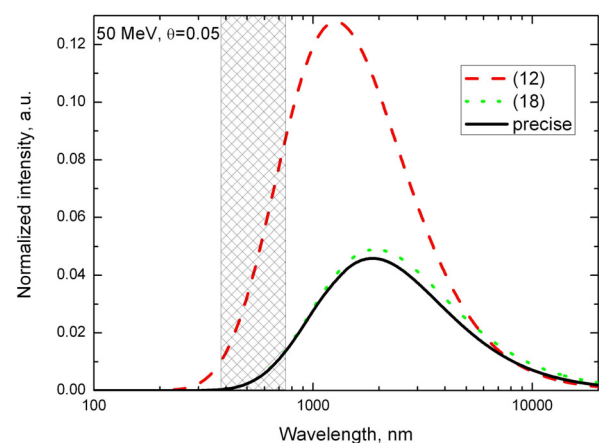


Fig. 3. The comparison of synchrotron radiation spectra calculated on the base of (7) with data of the asymptotic expressions (12) and (18) for the EAST tokamak in case $\eta = 1.11$ ($B_T = 2\text{T}$, 50 MeV, $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.05$).

The wavelength range detected by the visible CMOS camera of the EAST tokamak is shaded.

Data of the similar EAST spectrum calculations for parameters $B_T = 2\text{T}$, 50 MeV, $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.05$ is presented in Fig. 3. Here $\eta = 1.11$. In this case the part of the correctly calculated spectrum is inside $(0.38 - 0.75) \mu\text{m}$ range. Runaway electrons with $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.05$ and energy 50 MeV is visible during EAST experiment.

We also present a comparison of synchrotron radiation spectra of runaway electrons calculated numerically from (7) with asymptotic expressions (12) and (18) in figure 4 for the KSTAR tokamak. An IR TV camera of KSTAR tokamak operates in the wavelength range $(3 - 5) \mu\text{m}$ which is shaded in Fig. 4. The expression (18) approximates better

the spectrum of (7) even for $\eta = 4.22$ ($B_T = 2T$, $\Gamma = 50$, $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.1$) as it can be seen from Fig.4.

The asymptotic expressions for the spectral density allow to define the maximum energy of the runaway electrons [4]. The ratio $P(\lambda_1)/P(\lambda_2)$ is measured in the region $\lambda < \lambda_m$ to determine the runaway energy using two different interference filters in front of the IR or visible camera. In the first case (12)

$$P(\lambda_1) / P(\lambda_2) \propto \exp\left(-\frac{4\pi R_0}{3 \Gamma^3} \frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right). \tag{23}$$

In the second case (equation (18))

$$P(\lambda_1) / P(\lambda_2) \propto \exp\left(-\frac{4\pi R_0}{3 \Gamma^3} \frac{1}{1+\eta} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right). \tag{24}$$

For $\eta \gg 1$ this ratio depends on toroidal magnetic field value B , ratio of v_{\perp}/v_{\parallel} and Γ only,

$$P(\lambda_1) / P(\lambda_2) \propto \exp\left(-\frac{4\pi}{3} \frac{1}{\Gamma^2} \frac{c^2}{v_{\perp} \omega_{B0}} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right). \tag{25}$$

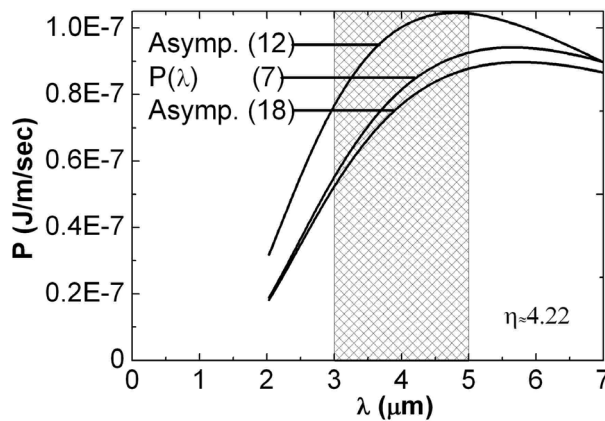


Fig. 4. The comparison of synchrotron radiation spectra calculated on the base of (7) with data of the asymptotic expressions (12) and (18) for the KSTAR tokamak in case of the moderate values of η .

Here $\eta = 4.22$ ($B_T = 2T$, $\Gamma = 50$, $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.1$). The asymptote of (18) approximates better the spectrum of (7) in the region $\lambda < \lambda_m$. The wavelength range detected by the IR camera of the KSTAR tokamak is shaded.

The synchrotron radiation spectra of runaway electrons for typical values of toroidal magnetic field B_T and parameter η are presented in figure 5 for the experimental conditions at the KSTAR tokamak. It was used for estimates of maximum runaway energy in KSTAR experiments [8]. The position of the spectrum maximum is defined not only by the relativistic factor Γ value but also by the parameter η which depends in turn on toroidal magnetic field value, ratio of v_{\perp}/v_{\parallel} and Γ .

Spectra for magnetic fields 3T and 3.5 T (Fig.5) may be used during runaway experiments on any of the tokamaks with $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.1$ and the same magnetic field. Here $\eta \gg 1$ and ratio of spectra don't depend on major radius R of tokamak in the region $\lambda < \lambda_m$ (25).

CONCLUSIONS

The features of synchrotron radiation spectrum analysis of runaway electrons with the finite value of the transverse velocity (with respect to the curved magnetic field) are discussed for the case when the instantaneous curvature radius of electron orbit oscillates strongly. It takes place, when key parameter η (the ratio of transverse velocity of electron to vertical centrifugal drift velocity)

$$\eta = v_{\perp} / v_{dr}$$

is the order of several units ($\eta \sim (1-2)$).

The asymptotic expressions for the spectral density of the power emitted by the runaways are presented in the form which is convenient for the interpretation of the experiments. The usability conditions of the spectral density asymptotes are obtained in term of parameter η .

The obtained results are applied for calculations of synchrotron radiation spectra for recent EAST and KSTAR

runaway electron experiments.

A peculiarity of the runaway experiments is a fact that an IR or visible camera operates in the narrow (a few μm) wavelength range on any of the tokamaks.

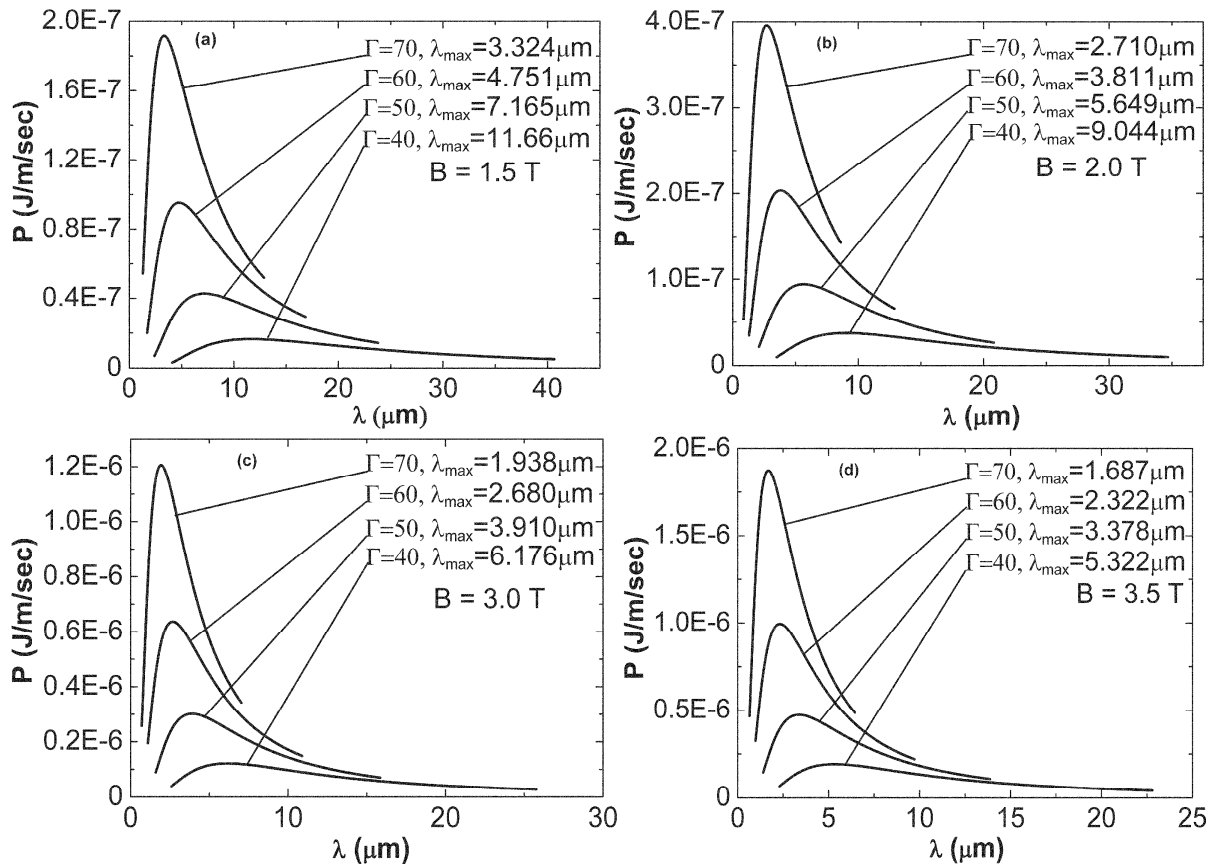


Fig. 5. Synchrotron spectra are calculated for the KSTAR typical magnetic fields: a) 1.5T, b) 2T, c) 3T and d) 3.5 T for the different values of the relativistic factor when $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0.1$. The wave length of the spectrum maximum is indicated for each curve.

REFERENCES

- Putvinski S., Barabaschi P., Fujisawa N., Putvinskaya N., Rosenbluth M.N., Wesley J. Halo current, runaway electrons and disruption mitigation in ITER // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1997. – Vol.39. – P. B157-B171.
- Wesson J.A. Tokamaks. – Oxford: Clarendon Press, 2004. – 749p.
- ITER physics basis, chapter 7: measurement of plasma parameters // Nuclear Fusion. – 1999. – Vol.39, №12. – P. 2541-2575.
- Jaspers R., Lopes Cardozo N.J., Donne A.J.H., Widdershoven H.L.M., Finken K.H. A synchrotron radiation diagnostic to observe relativistic runaway electrons in tokamak plasma // Review Sci. Instruments. – 2001. – Vol. 72-II, №1. – P. 466-470.
- Finken K.H., Watkins J.G., Rusbuldt D., Corbett W.J., Dippel K.H., Goebel D.M., Moyer R.A. Observation of infrared synchrotron radiation from tokamak runaway electrons in TEXTOR // Nuclear Fusion. – 1990. – Vol. 30, № 5. – P. 859-870.
- Shi Y., Fu J., Li J., Yang Y., Wang F., Li Y., Zhang W., Wan B., Chen Z. Observation of runaway electron beams by visible color camera in the Experimental Advanced Superconducting Tokamak // Rev. Sci. Instruments. – 2010. – Vol.81, №3. – 033506.
- Zhou R.J., Hu L.Q., Li E.Z. et al. Investigation of ring-like runaway electron beams in the EAST tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2013. – Vol.55, № 5. – 055006.
- England A.C., Chen Z.Y., Seo D.C. et al. Runaway electron suppression by ECRH and RMP in KSTAR // Plasma Science and Technology. – 2013. – Vol. 15, № 2. – P. 119-122.
- Pankratov I.M. Analysis of the synchrotron radiation spectra of runaway electrons // Plasma Physics Reports. – 1999. – Vol. 25, № 2. – P. 145-148.
- Landau L.D., Lifshitz E.M. Classical Theory of Fields. – London: Pergamon Press, 1971. – 374p.
- Pankratov I.M. Analysis of the synchrotron radiation emitted by runaway electrons // Plasma Physics Reports. – 1996. – Vol. 22, № 6. – P. 535-538.
- Entrop I., Jaspers R., Lopes Cardozo N.J., Finken K.H. Runaway snakes in TEXTOR-94 // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1999. – Vol. 41, № 3. – P. 377-398.
- Schwinger J. On the classical radiation on accelerated electrons // Phys. Review. – 1949. – Vol. 75, № 12. – P. 1912-1925.
- Olver F.W. Asymptotics and Special Functions. – Natick: A K Peters, 1997. – 592p.

PACS: 52.35.Bj, 52.55.Fa

INFLUENCE OF THE SAFETY FACTOR VARIATION ON EXCITATION OF RESONANT MAGNETIC PERTURBATION IN TOKAMAK ROTATING EDGE PLASMAS

I.M. Pankratov^{1,2}, I.V. Pavlenko², O.A. Pomazan¹, A.Ya. Omelchenko¹

¹Institute of Plasma Physics, NSC "Kharkiv Institute of Physics and Technology"
Academicheskaya Str.1, 61108 Kharkiv, Ukraine

²Department of Physics and Technology, V.N. Karazin Kharkiv National University
Svobody Sq.4, 61022 Kharkiv, Ukraine

E-mail: pankratov@kipt.kharkov.ua

Received May 7, 2013

Recently the possibility of resonant excitation of pressure perturbation by external helical magnetic perturbations near the rotating plasma edge was shown taking into consideration the finite plasma conductivity. In present paper the influence of the small safety factor variation on the pressure perturbation and on the plasma current response is studied. This phenomenon may explain the existence of the small window of safety factor values where ELMs were completely eliminated. The possibility to control the plasma current response to penetration of external helical resonant magnetic perturbations into the edge plasmas is shown. The investigation is carried out in the frame of one-fluid MHD.

KEYWORDS: resonant magnetic perturbations; edge localized modes; plasma rotation; plasma conductivity; tokamak.

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ЗАПАСА УСТОЙЧИВОСТИ ТОКАМАКА НА ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВБЛИЗИ КРАЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

И.М. Панкратов^{1,2}, И.В. Павленко², О.А. Помазан¹, А.Я. Омельченко¹

¹Институт физики плазмы, ННЦ "Харьковский физико-технический институт"
ул. Академическая 1, 61108 Харьков, Украина

²Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
пл. Свободы 4, 61022 Харьков, Украина

Ранее была показана возможность резонансного возбуждения возмущений давления у края плазмы внешними винтовыми возмущениями магнитного поля. Вращение плазмы и учёт её конечной проводимости играют ключевую роль при изучении этого явления. В настоящей работе исследовано влияние небольших изменений запаса устойчивости на возмущения давления и тока-отклика в плазме. Это явление может объяснить существование небольшого окна значений запаса устойчивости, при которых ELMы полностью подавлены. Показана возможность управления током-откликом плазмы на проникновение внешних винтовых резонансных магнитных возмущений. Исследование проведено в рамках одножидкостной МГД.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: резонансные магнитные возмущения; вращение плазмы; проводимость плазмы; токамак.

ВПЛИВ ЗМІНИ ЗАПАСУ СТІЙКОСТІ ТОКАМАКА НА ЗБУДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНИХ МАГНІТНИХ ЗБУРЕНЬ БІЛЯ КРАЮ ОБЕРТОВОЇ ПЛАЗМИ

І.М. Панкратов^{1,2}, І.В. Павленко², О.О. Помазан¹, О.Я. Омельченко¹

¹Інститут фізики плазми, ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут"
вул. Академічна 1, 61108 Харків, Україна

²Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
м. Свободи 4, 61022 Харків, Україна

Раніше було показано можливість резонансного збудження збурень тиску біля краю плазми зовнішніми гвинтовими збуреннями магнітного поля. Обертання плазми та врахування її скінченної провідності відіграють ключову роль при вивченні цього явища. У цій роботі досліджено вплив невеликих змін запаса стійкості на збурення тиску та струм-відгук у плазмі. Це явище може пояснити існування невеликого вікна значень запаса стійкості, при яких ELMи повністю пригнічуються. Показано можливість керування струмом-відгуком плазми на проникнення зовнішніх гвинтових резонансних магнітних збурень. Дослідження проведено у рамках однорідної МГД.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: резонансні магнітні збурення; обертання плазми; провідність плазми; токамак.

Control of Edge Localized Modes (ELMs) is a critical issue of the present day large tokamaks and future tokamak-reactor ITER operation [1, 2]. Experiments at the DIII-D tokamak (major radius $R=1.68\text{m}$, minor plasma radius $a_{\text{pl}}=0.61\text{m}$) have shown that ELMs can be suppressed by small external low frequency helical resonant magnetic perturbations (RMP) [3]. In DIII-D ELMs suppression takes place, when safety factor on the 95% normalized flux surface q_{95} is inside a narrow range $3.5 < q_{95} < 3.9$ ($\Delta q_{95} \lesssim 0.3$) [4]. Small changes of the safety factor were the result of slow plasma current increasing [4] in these experiments.

It was observed in experiments, that the toroidal rotation affects on ELM behavior [4, 5]. In DIII-D when the applied RMP level was just below that required for full ELM suppression, additional toroidal rotation with certain velocity lead to full ELM suppression [4] (a counter-NBI torque was applied to a co-rotating plasma).

Previously [6] a possibility of the pressure perturbation resonant excitation by external helical magnetic perturbations near

the plasma edge has been shown in the frame of one-fluid MHD, when the plasma rotation and the plasma response (conductivity) has being taken into account. A perfect shielding of external helical magnetic perturbation is missing in this case.

In the present paper the influence of these resonant pressure perturbations on the plasma current response to penetration of external helical magnetic field into the rotating edge plasma is investigated under the safety factor changing. Considered plasma parameters are closed to DIII-D experiments [3,4].

The aim of this paper is to propose an explanation of the existence of the safety factor “window” $\Delta q_{95} \lesssim 0.3$ where ELMs full suppression takes place in DIII-D experiments.

BASIC EQUATIONS

We consider a current carrying toroidal plasma with nested equilibrium circular magnetic surfaces (ρ_0 is the radius of the magnetic surfaces, ω_0 is the poloidal angle in the cross-section $\zeta = const$, ζ is the toroidal angle). Each magnetic surface is shifted with respect to the magnetic axis (ξ is the shift, R is the radius of the magnetic axis). Near the plasma edge the equilibrium toroidal contravariant component of the magnetic field, $B_0^\zeta = \Phi' / (2\pi\sqrt{g})$, is large in comparison with the poloidal one, $B_0^\theta = \chi' / (2\pi\sqrt{g})$, Φ' and χ' are the radial derivatives of toroidal and poloidal fluxes, respectively $q(a) = \Phi' / \chi'$ is the safety factor, $S = aq' / q$ is the shear. The known expressions for metric tensor are used [7].

On each equilibrium magnetic surface [7] we introduce a straight magnetic field line coordinate system (a, θ, ζ) $\rho_0 = a$, $\omega_0 = \theta + \lambda(a)\sin\theta$ ($\xi'(a)$ is the radial derivative of Shafranov's shift)

$$\lambda(a) = -\xi'(a) - a/R, \quad (1)$$

$$\xi'(a) = \frac{1}{aR} \left(\frac{\chi'(a)}{2\pi R} \right)^{-2} \int_0^a \left[16\pi p_0(b) + \left(\frac{\chi'(b)}{2\pi R} \right)^2 \right] b db. \quad (2)$$

Assuming periodicity in both θ and ζ , we take the perturbations in the form

$$X(a, \theta, \zeta, t) = \sum_{m,n} X_{mn}(a) \exp[i(m\theta - n\zeta - \omega t)], \quad (3)$$

where m are poloidal and n toroidal mode numbers, respectively, ω is the frequency of the external perturbation.

Assuming that ζ - contravariant component of the magnetic perturbation $B^\zeta \approx 0$, for perturbations with $m \gg 1$, $nq \gg 1$ from the one-fluid MHD equations in a linear approximation in $1/R$ the next equations were found [6] ($B_{0\zeta}(a) = \Phi' / 2\pi a$, $B_{0\omega_0}(a) = \chi' / 2\pi R$):

$$F_m(a) \left[i(a^2 B_m^\theta)' + m B_m^a \right] + \frac{4\pi S q R}{B_{0\zeta}^2(a)} p_0' (B_{m-1}^a + B_{m+1}^a) + \frac{4\pi i q R}{B_{0\zeta}^2(a)} p_0' a (B_{m-1}^\theta - B_{m+1}^\theta) + \frac{4\pi a R}{c} \frac{B_m^a}{B_{0\zeta}(a)} j_{0\zeta}' - \frac{8\pi i m}{B_{0\zeta}(a)} \frac{a}{R} \left(\mu^2 - 1 + \frac{a p_0'}{B_{0\omega_0}^2(a)} - \frac{R}{a} S \xi' \right) p_m - \frac{4\pi i}{B_{0\zeta}(a)} (a p_{m-1}' - a p_{m+1}') + \frac{4\pi i}{B_{0\zeta}(a)} [(m-1)p_{m-1} + (m+1)p_{m+1}] = 0, \quad (4)$$

$$p_m = -\frac{i p_0' V_m^a}{\omega_{im}} = \frac{i p_0' R}{F_m(a)} \frac{1}{B_{0\zeta}} \left[B_m^a + \frac{i}{\omega_{im}} \frac{c^2 m}{4\pi\sigma(a)} \frac{1}{a^2} [i(a^2 B_m^\theta)' + m B_m^a] \right], \quad (5)$$

$$\omega_{im} B_m^a = -F_m(a) \frac{B_{0\zeta}}{R} V_m^a - \frac{ic^2 m}{4\pi\sigma a^2} [i(a^2 B_m^\theta)' + m B_m^a], \quad (6)$$

$$(a B_m^a)' + i m a B_m^\theta = 0, \quad (7)$$

where

$$\omega_m = \omega - \frac{B_{0\zeta}}{B_0} \left[\frac{F_m(a)}{R} V_{0\parallel} + \frac{m}{a} \left(c \frac{p_{0i}'}{en_0 B_0} - c \frac{E_{0a}}{B_0} \right) \right], \quad (8)$$

$$F_m(a) = m\mu(a) - n, \quad \mu = 1/q. \quad (9)$$

Unlike [6], in present paper we put the sound velocity c_s is equal to 0 ($c_s=0$). Equilibrium parameters are denoted by the subscript 0, p_0 is the plasma and p_{0i} ions plasma pressures, respectively, $j_{0\zeta}$ is the equilibrium current density, σ is the plasma conductivity. All poloidal harmonics of perturbations B_m^a , B_m^θ and p_m have the same toroidal mode number n . In our consideration all poloidal harmonic amplitudes of perturbations have finite values. The number of poloidal harmonics with finite values of amplitudes depends on the antenna spectrum (external perturbation). We took into account the equilibrium poloidal plasma rotation due to the existence of an equilibrium radial electric field E_{0a} , the ion diamagnetic drift and the parallel with respect to equilibrium magnetic field plasma rotation with a velocity $V_{0\parallel}$. The

value of $F_m(a)$ is equal to zero inside the plasma, when $q(a_{res}) = m/n$.

Near the plasma edge the inequality $S\xi' \gg 1$ ($S \sim 4$) takes place, the term with parameter $S\xi'$ is the main term in Eq.(4). From Eqs. (4)-(7) we get in this case ($\omega=0$, $a_N = a/a_{pl}$)

$$\frac{1}{a_N} \frac{d}{da_N} \left(a_N \frac{d}{da_N} (a_N B_m^a) \right) - \frac{m^2}{a_N^2} (a_N B_m^a) - \frac{m}{a_N^2} Q_m(a_N) (a_N B_m^a) = 0, \quad (10)$$

where

$$Q_m(a_N) = \frac{K_m(a_N) A_m(a_N) \left(m K_m(a_N) F_m^2(a_N) + i \frac{B_{0\zeta}}{B_0} A_m(a_N) \frac{c}{4\pi\sigma(a_N)a} \right)}{\left(m K_m(a_N) F_m^2(a_N) \right)^2 + \left(A_m(a_N) \frac{c}{4\pi\sigma(a_N)a} \right)^2}, \quad (11)$$

$$K_m(a_N) = F_m(a_N) \frac{a V_{0||}}{R mc} + \frac{1}{B_0} \left(\frac{1}{p_{0i}} \frac{dp_{0i}}{da_N} \frac{T_{0i}(a_N)}{ea_{pl}} - E_{0a}(a_N) \right), \quad (12)$$

$$A_m(a_N) = \frac{8\pi}{B_{0\zeta}^2} a_N \frac{dp_0}{da_N} m^2 (\mu^2 - 1 - \frac{R}{a} S\xi'). \quad (13)$$

The last term in Eq.(10) describes the plasma response on penetration of external perturbation. Because of $\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \text{rot}\mathbf{B}$ (\mathbf{J} is the current density) and contravariant component of $\text{rot}\mathbf{B}$

$$(\text{rot}\mathbf{B})^\zeta \approx -\frac{i}{aR} [i(a^2 B_m^\theta)' + m B_m^a] = \frac{i}{maR} \left[\frac{d}{da} \left(a \frac{d}{da} (a B_m^a) \right) - \frac{m^2}{a} (a B_m^a) \right] \quad (14)$$

it is clear that the parameter Q_m is characteristic of the plasma current response on penetration of external perturbation.

The radial derivatives of plasma pressures p_0 and p_{0i} near the plasma edge play the important role in Eq. (10). The behaviors of the equilibrium pressure gradients and equilibrium radial electric field E_{0a} are shown in Figs. 1,2 for typical DIII-D experimental conditions ([3,4,8]).

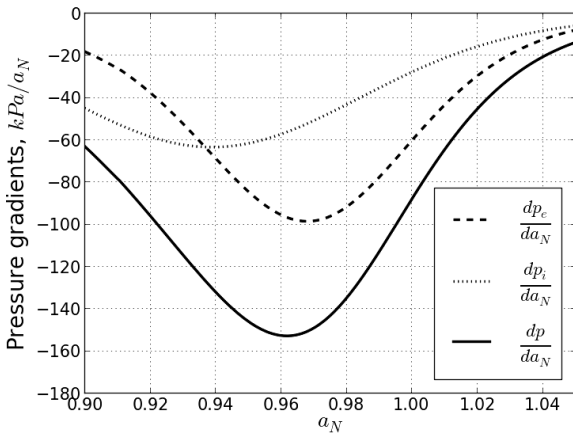


Fig.1. Equilibrium pressure gradients (in kPa/a_N).

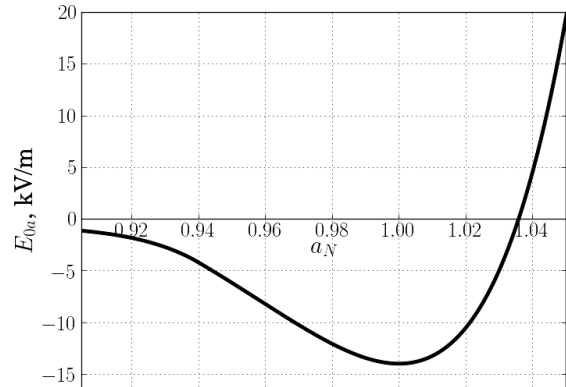


Fig.2. Equilibrium radial electric field.

RESULTS AND DISCUSSIONS

Poloidal modes $m = - (9 - 14)$ and toroidal mode $n = 3$ are considered, as in DIII-D. For simplicity the calculations for case $m = -11$ are presented only. The profile $q(a_N) = b + 3.6a_N^{5.6}$ approximates near plasma edge the DIII-D experimental conditions. The parameter b is changed from 1 to 0.78 values to simulate the changes of q_{95} during the DIII-D experiments [4].

From Eqs. (4), (5) the pressure perturbation is presented in the next form:

$$p_m(a_N) = a_N \frac{dp_0}{da_N} \frac{R}{a} \frac{m K_m(a_N) F_m(a_N) \left(im \frac{B_{0\zeta}}{B_0} K_m(a_N) F_m^2(a_N) - A_m(a_N) \frac{c}{4\pi\sigma(a_N)a} \right) \frac{B_m^a}{B_0}}{\left(m K_m(a_N) F_m^2(a_N) \right)^2 + \left(A_m(a_N) \frac{c}{4\pi\sigma(a_N)a} \right)^2}. \quad (15)$$

The resonant excitation of pressure perturbations by external low frequency helical magnetic field near the plasma edge is possible when $F_m(a_N) \approx 0$ or $K_m(a_N) \approx 0$. The case $K_m(a_N) \approx 0$ occurs when plasma is rotated and finite plasma conductivity is taken into account. The resonant $K_m(a_N) \approx 0$ takes place in edge plasma if

$$\frac{1}{p_{0i}} \frac{dp_{0i}}{da_N} \frac{T_{0i}(a_N)}{ea_{pl}} = E_{0a}(a_N). \quad (16)$$

The position of $K_m(a_N) = 0$ resonance depends on direction of plasma rotation with a velocity $V_{||}$. The position of resonance $K_m(a_N) = 0$ does not depend on m practically, $m = -(9 - 14)$.

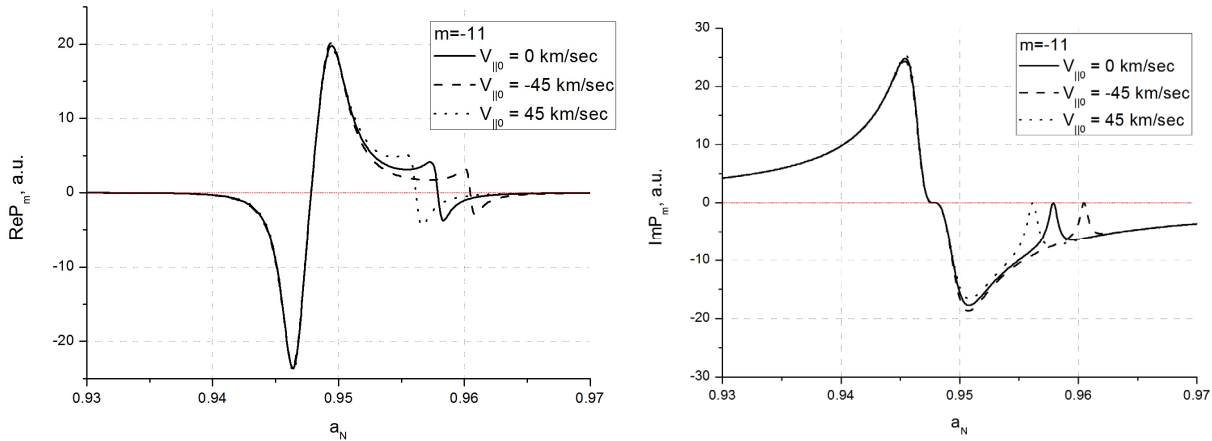


Fig.3. The pressure perturbation resonant excitation ($q(a_N) = 1 + 3.6a_N^{5,6}$).

But position of $F_m(a_N) = 0$ resonance depends on m strongly. The possibility of the resonant excitation of pressure perturbation (due to the plasma rotation and finite conductivity) by external helical magnetic perturbations near the plasma edge has been shown in [6]. It may affect the excitation of ballooning and peeling modes because of edge plasma pressure change.

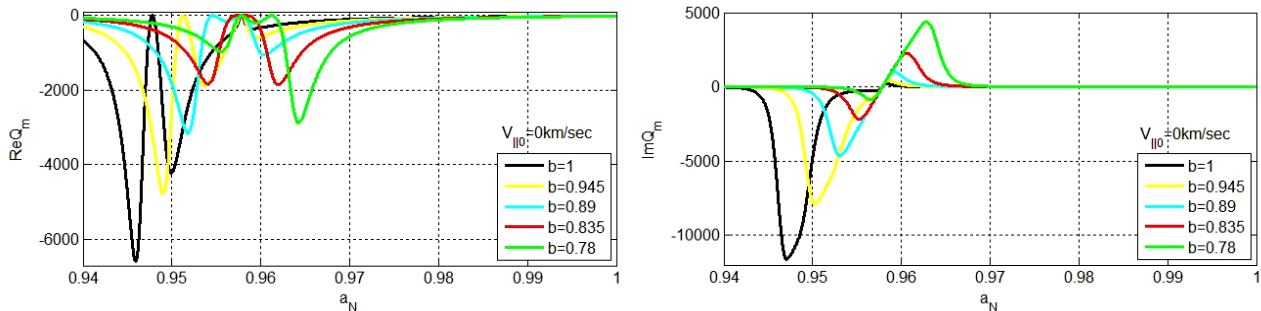


Fig.4. Dependence of radial profiles of ReQ_m and ImQ_m on parameter b values for case $V_{||} = 0$ ($m=-11$).

Radial profiles of ReQ_m and ImQ_m are shown ($m = -11$) in Figs. 4-6. Here $B_{0c} > 0$. Small changes in the value of parameter b affect on profiles $Q_m(a_N)$ strongly. With reduction of parameter b the position of resonance $F_m(a_N) = 0$ moves to position of resonance $K_m(a_N) = 0$. For example, they coincide for case $V_{||} = 0$ under $b=0.8369$. Amplitudes of ReQ_m and ImQ_m are reduced strongly, when resonance $F_m(a_N) = 0$ moves to resonance $K_m(a_N) = 0$. And profiles of ReQ_m and ImQ_m become symmetric with respect to resonance position.

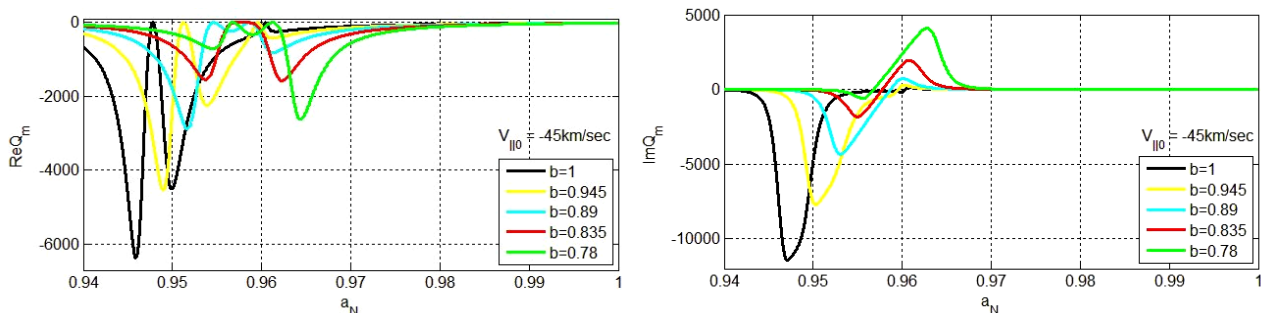


Fig.5. Dependence of radial profiles of ReQ_m and ImQ_m on parameter b values for case $V_{||} = -45 \text{ km/s}$ ($m=-11$).

Small changes in the value of parameter b correspond to small changes of the safety factor q ($\Delta q_{95} \lesssim 0.3$). Hence, the control of plasma current response on penetration of external perturbation is possible as result of the safety factor variation at the edge of rotating tokamak plasmas due to the slow change of the plasma current.

The influence of direction of plasma rotation with velocity $V_{0||}$ on the plasma current response is shown in Figs.5,6. In case of $V_{0||} = -45 \text{ km/s}$ the amplitudes of the plasma current response $Re Q_m$ and $Im Q_m$ are smaller but in case $V_{0||} = 45 \text{ km/s}$ are larger in comparison with case of $V_{0||} = 0$.

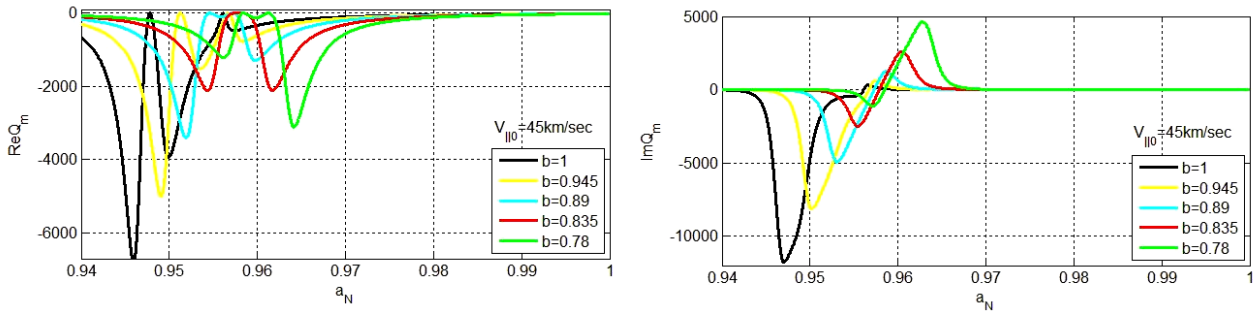


Fig.6. Dependence of radial profiles of $Re Q_m$ and $Im Q_m$ on parameter b values for case $V_{0||} = 45 \text{ km/s}$ ($m=-11$).

CONCLUSIONS

The influence of the small safety factor variation on the resonant excitation of the pressure perturbation is studied. This influence leads to change of the plasma current response to penetration of external helical magnetic field into the rotating plasma with finite conductivity. This phenomenon occurs if position of the rational magnetic surface ($q(a_{res}) = m/n$) is closed to the radial coordinate where poloidal velocity of plasma rotation $cE_{0a}(a_N)/B_0$ is equal to ion drift velocity $(cT_{0i}(a_N)/eB_0 p_{0i} a_{pl})(dp_{0i}/da_N)$. Effect of the plasma rotation with velocity $V_{0||}$ is studied also.

In the paper the typical DIII-D experimental data was used. Obtained results may be applied to control the plasma stability during experiments in tokamaks JET, DIII-D, TEXTOR and future ITER operation.

REFERENCES

1. Kamiya K., Asakura N., Boedo J., et al. Edge localized modes: recent experimental findings and related issues // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2007. – Vol. 49, № 7. – P.S43-S62.
2. Rebut P.-H. From JET to the reactor // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2006. – Vol. 48, № 12B. – P.B1-B14.
3. Evans T.E., Moyer R.A., Thomas P.R. et al. Suppression of large edge localized modes in high confinement DIII-D plasmas with a stochastic magnetic boundary // Phys. Rev. Letters. – 2004. – Vol. 92, № 23. – 235003.
4. Evans T.E., Fenstermacher M.E., Moyer R.A., et al. RMP ELM suppression in DIII-D plasmas with ITER similar shapes and collisionalities // Nuclear Fusion. – 2008. – Vol. 48, № 2. – 024002.
5. Oyama N., Kamada Y., Isayama A., et al. ELM frequency dependence on toroidal rotation in grassy ELM regime in JT-60U // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2007. – Vol. 49, № 3. – P.249-259.
6. Pankratov I.M., Omelchenko A.Ya. On possibility of pressure perturbation resonant excitation by an external low frequency helical field near edge plasma // Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics (17). – 2011. – № 1. – P.23-25.
7. Mikhailovskii A.B. Instabilities of plasma in magnetic traps.– Moscow: Atomizdat, 1978. – P. 296 (in Russian).
8. Moyer R.A., Evans T.E., Osborne T.H., et al. Edge localized mode control with an edge resonant magnetic perturbation // Phys. Plasmas. – 2005. – Vol. 12, № 5. – 056119.

UDC 533.951

WAVES OF MAGNETIZED PLASMA-FILLED WAVEGUIDE WITH ZERO VALUE OF EITHER OF TWO TRANSVERSE WAVENUMBERS

V.I. Shcherbinin*, V.I. Tkachenko** **

* National Science Center „Kharkov Institute of Physics and Technology“ NASU
 1 Akademicheskaya St., 61108, Kharkov, Ukraine

** V.N. Karazin Kharkiv National University
 4 Svobody Sq., 61022, Kharkov, Ukraine

E-mail: tkachenko@kipt.kharkov.ua, vshch@ukr.net

Received March 2, 2013

This paper describes the electromagnetic properties of the waves in a magnetized plasma-filled waveguide with one transverse wavenumber being equal to zero. It was found, that despite zero denominators of the field expressions for such waves, the validity of these expressions is not violated. As a result it was shown that the wave frequency and field change continuously when one of its transverse wavenumbers crosses zero. It was also found, that the point of such crossing changes with the sign change of the wave azimuthal index.

KEY WORDS: plasma-filled waveguide, magnetized plasma, dispersion equation, eigenfrequencies, eigenfields

ВОЛНЫ МАГНИТОАКТИВНОГО ПЛАЗМЕННОГО ВОЛНОВОДА С НУЛЕВЫМ ЗНАЧЕНИЕМ ОДНОГО ИЗ ДВУХ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ

В.И. Щербинин*, В.И. Ткаченко** **

* Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» НАНУ
 ул. Академическая 1, 61108, Харьков, Украина

** Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
 пл. Свободы 4, 61022, Харьков, Украина

В работе рассмотрены электромагнитные свойства волн в магнитоактивном плазменном волноводе, у которых одно из их поперечных волновых чисел равно нулю. Найдено, что, несмотря на обращение в нуль знаменателей выражений для поперечных полей таких волн, применимость этих выражений не нарушается. В результате показано, что непрерывными являются изменения поля и частоты волны плазменного волновода при переходе одного из ее поперечных волновых чисел через нулевое значение. Установлено, что точка такого перехода изменяется с изменением знака азимутального индекса волны.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: плазменный волновод, магнитоактивная плазма, дисперсионное уравнение, собственные частоты, собственные поля

ХВИЛІ МАГНІТОАКТИВНОГО ПЛАЗМОВОГО ХВИЛЕВОДУ З НУЛЬОВИМ ЗНАЧЕННЯМ ОДНОГО ІЗ ДВОХ ПОПЕРЕЧНИХ ХВИЛЬОВИХ ЧИСЕЛ

В.І. Щербінін*, В.І. Ткаченко** **

* Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАНУ
 вул. Академічна 1, 61108, Харків, Україна

** Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
 пл. Свободи 4, 61022, Харків, Україна

В роботі було розглянуто електромагнітні властивості хвиль у магнитоактивному плазмовому хвилеводі, у яких одне з поперечних хвильових чисел дорівнює нулю. Було знайдено, що, незважаючи на звернення в нуль знаменників виразів для поперечних полів таких хвиль, застосовність цих виразів не порушується. У підсумку показано, що безперервними є зміни поля та частоти хвилі плазмового хвилеводу при переході одного з її поперечних хвильових чисел через нульове значення. Встановлено, що точка такого переходу змінюється зі зміною знака азимутального індексу хвилі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: плазмовий хвилевід, магнитоактивна плазма, дисперсійне рівняння, власні частоти, власні поля

It is known [1] that microwave devices and particle accelerators with plasma-filled electrodynamic structures have several advantages as compared to their vacuum counterparts. However, if the structure is placed in an external magnetic field, a plasma filling can substantially complicate its dispersion properties and the spatial field distribution.

In the smooth empty waveguide waves of two types can propagate independently. A separation of the waves into the transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) types is due to the differences in the topography of their fields. Besides, the type of wave (and also its transverse indices) can be determined, if the value of the transverse wavenumber for this wave is known.

When the waveguide is filled with magnetized plasma, the waveguide modes are hybrid. Each of them is characterized by two values - k_1 and k_2 . Similar to the vacuum case, these values are also often called the transverse wavenumbers. In the general case, the separation of the hybrid waves into special types is quite arbitrary. Traditionally, they are separated into HE and EH waves depending on their cutoff frequencies. For these frequencies fields of HE

waves become transverse electric and those of EH waves - transverse magnetic.

Of special interest is the case of the hybrid waves of a plasma-filled waveguide, for which one of the transverse wavenumbers (k_1 or k_2) is zero. It is not difficult to show that these waves satisfy the dispersion relation of the right-polarized or left-polarized waves in unbounded magnetized plasma with immobile ions. In this case, the denominators in the expressions [2] for the transverse field components are equal to zero, and the direct numerical calculation of the field distribution as well as a numerical solution of the dispersion equation become impossible. For the first time E.G. Alexov has addressed this issue in [3]. This paper studies the case of $k_i = 0$ for a waveguide partially filled with a magnetized plasma.

A conclusion about the singular nature of the fields can only be obtained by considering their form in the neighborhood of the singular point. An analytical treatment is required to do this rigorously. Despite the fact that such treatment was not presented in [3], the case of $k_i = 0$ was attributed to one with infinite values of the transverse fields. Thus the well-known expressions [2] for the waveguide fields were declared to be invalid in this case. It is worth noting that the validity of these expressions does not have any other known restrictions by now. In [3] the field expressions were redefined. For the waves with $k_i = 0$, an additional relation between the longitudinal components of the electric and magnetic fields was introduced. This relation allowed one to eliminate the zeros in the denominators of the field expressions.

For the waveguide completely filled with magnetized plasma, the case of $k_i = 0$ was studied in [4]. This paper also contains the statement that the field expressions [2] are singular in this case. New expressions for the longitudinal field components of the waves with $k_i = 0$ were obtained. It was shown, that they contain a quasi-static part. This feature differentiates these waves from other waves in a plasma-filled waveguide. With these longitudinal field components the nonsingular expressions for the transverse fields and also the dispersion relation in the case of $k_i = 0$ were determined. However, it remains unclear how these expressions are related to the results in [2]. Moreover, the domain of applicability of the expressions in [2] is not completely understood by now, since the statement that they are singular in the case of $k_i = 0$ is also used in [4] without proof. This situation has motivated the present study of waves with $k_i = 0$.

The main aim of the study is the investigation on continuity of electromagnetic properties for waveguide modes in the point $k_i = 0$. This is quite important for their potential application in powerful electronics.

EIGENFREQUENCIES AND EIGENFIELDS OF THE WAVEGUIDE FILLED WITH MAGNETIZED PLASMA

Let us consider a metallic cylindrical waveguide completely filled with plasma. The waveguide is placed in an external magnetic field of finite magnitude B_0 . The direction of the magnetic field coincides with the waveguide axis. The plasma is assumed to be homogeneous, cold and collisionless with immobile ions.

The derivation scheme for the dispersion equation of such a waveguide is well known [2]. Assuming that in cylindrical coordinates $\{r, \varphi, z\}$, the wave quantities have the form $A(\mathbf{r}, t) = A(r) \exp(i\omega t - ik_z z - il\varphi)$, the expressions for the field components can easily be obtained from Maxwell's equations:

$$E_z(r) = \sum_{i=1}^2 A_i J_i(k_i r), \quad (1)$$

$$E_\varphi(r) = -\frac{1}{\varepsilon_2 k_z \zeta^4} \sum_{i=1}^2 A_i \left[\alpha_i k_i J_i'(k_i r) - \beta_i \frac{\varepsilon_2 l}{r} J_i(k_i r) \right], \quad (2)$$

where ω is the wave frequency, k_z and l are the axial and azimuthal wavenumbers, $2\varepsilon_1 k_i^2 = k_0^2 - (-1)^i \text{sign}(\omega - \omega_H) \sqrt{k_0^4 - 4\varepsilon_3 \varepsilon_1 \zeta^4}$, $k_0^2 = -\chi^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_3 + \varepsilon_2 b)$, $\chi^2 = k_z^2 - \varepsilon_1 k^2$, $b = \varepsilon_2 k^2 / \chi^2$, $\zeta^4 = \chi^4 - \varepsilon_2^2 k^4 = \chi^4 (1-b)(1+b)$, $\alpha_i = (k_z k \varepsilon_2)^2 + \chi^2 \eta_i$, $\beta_i = (k_z^2 \chi^2 + k^2 \eta_i)$, $\eta_i = (\varepsilon_3 \chi^2 + \varepsilon_1 k_i^2)$, $\varepsilon_1 = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - \omega_H^2)$, $\varepsilon_2 = -\omega_p^2 \omega_H / [\omega(\omega^2 - \omega_H^2)]$, $\varepsilon_3 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ is the electron plasma frequency, $\omega_H = eB_0 / m_e c$ is electron cyclotron frequency, e , m_e , n_e are the charge, mass, and density of the plasma electrons, $k = \omega / c$ is the wavevector in free space, A_1 and A_2 are the amplitudes of the waveguide eigenfields. The relation between these amplitudes can be found from one of the following boundary conditions at the perfectly conducting waveguide surface:

$$E_z|_{r=R} = 0, \quad E_\varphi|_{r=R} = 0. \quad (3)$$

With this relation and also with the second boundary condition, the dispersion equation for a waveguide

completely filled with a magnetized plasma can be obtained:

$$D(\omega, k_z) \equiv 1/\zeta^4 \{ \alpha_j \Phi_i(k_j R) J_l(k_i R) - \alpha_i \Phi_l(k_i R) J_l(k_j R) \} = 0, \tag{4}$$

where $\Phi_i(k_i R) = k_i R J'_l(k_i R) - l b J_l(k_i R)$, indices i, j are non-coincident and can take the either value 1 or 2. The dispersion equation (4) (see also [5]) can be reduced to the standard form [2-4] using the identity $(\alpha_1 - \alpha_2) = \chi^2/k^2 (\beta_1 - \beta_2) = \varepsilon_1 \chi^2 (k_1^2 - k_2^2)$.

It should be noted that a factor $1/\zeta^4$ in the dispersion equation is usually assumed to be insignificant and is hence omitted. Obviously this is true only if $\zeta^4 \neq 0$. For the same reason, a product $\varepsilon_2 k_z$ is assumed below to be nonzero and is not introduced in equation (4). Condition $\zeta^4 = 0$ is fulfilled for those solutions of the dispersion equation (4) that also satisfy the dispersion equation for the right-polarized ($b=1$) or left-polarized ($b=-1$) waves in the unbounded magnetized plasma.

If there is a singularity $\zeta^4 = 0$ in (2), it can be formally removed by multiplying the amplitudes A_1 and A_2 by a factor proportional to ζ^4 [3]. Obviously such multiplication of both amplitudes is consistent with the waveguide problem, since the dispersion equation uniquely determines only their ratio A_1/A_2 . However, such multiplication also reduces the longitudinal field components [3], and the dispersion equation to identical zeros when $\zeta^4 = 0$. Therefore, such formal removal of the singularity does not allow to define the frequencies and fields for waveguide modes satisfying the relation $\zeta^4 = 0$.

WAVES OF MAGNETIZED PLASMA-FILLED WAVEGUIDE WITH $k_i = 0$

Let us investigate the validity of equations (2) and (4) when $\zeta^4 = 0$. As follows from the form of k_i , one of the transverse wavenumbers is equal to zero for those waveguide waves whose frequencies $\omega(k_z)$ satisfy the relation $\zeta^4 = 0$ or $\omega = \omega_p$ ($\varepsilon_3 = 0$) (see, Fig. 1). Without taking into account the case that $\omega = \omega_p$, conditions $k_i = 0$ and $\zeta^4 = 0$ are assumed below to be equivalent. If condition $\zeta^4 = 0$ is fulfilled, the denominators of functions $E_\varphi(r)$ and $D(\omega, k_z)$ in equations (2) and (4), respectively, become zero. Hence these equations cannot directly be used in the numerical calculations. However, a conclusion about the validity of these equations can only be drawn if their form at small $|\zeta^4|$ is known.

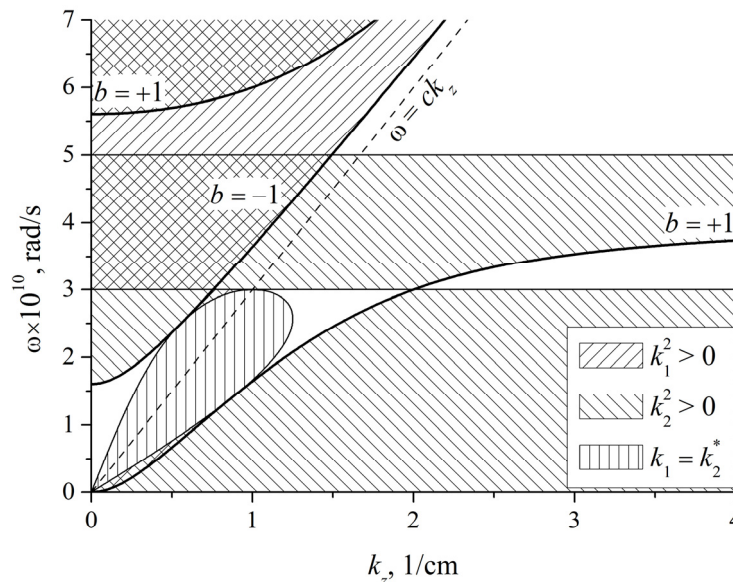


Fig. 1. Domains of real, imaginary, and complex values of $k_{1,2}$, and also the solutions of the dispersion equations for right-polarized ($b = 1$) and left-polarized ($b = -1$) waves in unbounded magnetized plasma ($\omega_p = 3 \times 10^{10}$ rad/s, $\omega_H = 4 \times 10^{10}$ rad/s)

If $|\zeta^4/\chi^4| \ll 1$, some functions present in (1), (2), and (4) can be simplified to read

$$\begin{aligned}
k_i^2 &= \frac{\varepsilon_3 \zeta^4}{k_0^2}, \quad k_j^2 = \frac{k_0^2}{\varepsilon_1} - \frac{\varepsilon_3 \zeta^4}{k_0^2}, \\
\alpha_i &= -\chi^2 k_0^2 - \varepsilon_1 \left(1 - \frac{\varepsilon_3 \chi^2}{k_0^2}\right) \zeta^4, \quad \beta_i = -k^2 k_0^2 + \varepsilon_1 \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{\varepsilon_3 k^2}{k_0^2}\right) \zeta^4, \\
\alpha_j &\equiv \alpha_{j0} \zeta^4 = -\varepsilon_1 \left(1 + \frac{\varepsilon_3 \chi^2}{k_0^2}\right) \zeta^4, \quad \beta_j \equiv \beta_{j0} \zeta^4 = \varepsilon_1 \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{\varepsilon_3 k^2}{k_0^2}\right) \zeta^4.
\end{aligned} \tag{5}$$

The derivation of (5) implies that k_0^2 is not small. As is evident from (1), (2), k_0^2 is small only in a close neighborhood of frequencies satisfying the relation $\varepsilon_1 + \varepsilon_3 = \mp \varepsilon_2$, when $b \approx \pm 1$. With the exception of these regions condition $|\zeta^4/\chi^4| \ll 1$ leads to $k_i^2 \ll 1$.

In the case that $k_i^2 \ll 1$, for $l \geq 0$ one has

$$J_l(k_i R) \approx \frac{1}{l!} \left(\frac{k_i R}{2}\right)^l, \tag{6}$$

$$\frac{(k_i R) J_l'(k_i R)}{J_l(k_i R)} \approx l - \frac{2}{(l+1)} \left(\frac{k_i R}{2}\right)^2. \tag{7}$$

Considering that

$$\Phi_l(k_j R) \approx (\mp k_j R) J_{l \pm 1}(k_j R), \tag{8}$$

for $b \approx \pm 1$ and using (5)-(7), for waves with $l \geq 0$ we reduce the fields (1), (2) in the case of $|\zeta^4/\chi^4| \ll 1$ to the form

$$E_z(r) = \frac{A_i}{l!} \left(\frac{k_i}{2}\right)^l r^l + A_j J_l(k_j r), \tag{9}$$

$$E_\varphi(r) = \frac{-1}{\varepsilon_2 k_z r} \left\{ \frac{A_i}{(1+b)l!} \left(\frac{k_i}{2}\right)^l r^l l \left[\frac{\beta_i}{\chi^2} + (1+b) \left(\frac{\varepsilon_3 \chi^2 R^2}{2l(l+1)} - \frac{k_z^2}{k^2} \right) \right] + A_j \left[\alpha_{j0} k_j r J_l'(k_j r) - \beta_{j0} \varepsilon_2 l J_l(k_j r) \right] \right\}, \tag{10}$$

and the dispersion equation (4) to the form

$$D(\omega, k_z) \equiv \frac{(\zeta^4)^{1/2}}{1+b} D_{\pm 1}(\omega, k_z) = \frac{(\zeta^4)^{1/2}}{1+b} \left\{ \pm \alpha_{j0} k_j R J_{l \pm 1}(k_j R) (1+b) - l \left[\frac{2k_0^2}{\chi^2} - \frac{\varepsilon_3 \chi^2 R^2}{l(l+1)} (1+b) \right] J_l(k_j R) \right\} = 0, \tag{11}$$

or

$$D(\omega, k_z) = \begin{cases} \delta^{1/2} D_{+1}(\omega, k_z) = 0, & |b-1| = |\delta| \ll 1 \\ \delta^{1/2-1} D_{-1}(\omega, k_z) = 0, & |b+1| = |\delta| \ll 1 \end{cases}, \tag{12}$$

where $D_{\pm 1}(\omega, k_z)$ are the functions that do not contain any singular points. As is evident from (12), their zeros are the solutions of the dispersion equation (4), when $b = \pm 1 + \delta$ and δ is small but nonzero.

Let us consider the case of $b=1$. As is evident from (10), (12), in this case functions E_φ and $D(\omega, k_z)$ do not have singularities. In addition, for axisymmetric waves ($l=0$) it is an easy task to calculate the frequencies $\omega(k_z)$ satisfying the condition $b=1$ ($k_i=0$). They are discrete zeros of function $D_{+1}(\omega, k_z)$.

However, when $l > 0$ the dispersion equation (12) is satisfied for all ω related to k_z by the equation $b=1$. At the same time, a number of such ω and k_z reduce the tangential fields (9) and (10) on the waveguide wall to zero only if $A_j=0$. Such solutions of the dispersion equation are unphysical and correspond to zero fields. They should be excluded from our consideration.

This can easily be done considering that each solution of the dispersion equation (4) allows to determine fields (1) and (2) only with an arbitrary amplitude A_1 (or A_2). Therefore, one of two amplitudes can be redefined as

$$A_i' = \frac{A_i}{l!} \left(\frac{k_i}{2}\right)^l, \tag{13}$$

without violating the validity of (1), (2), and (4).

Substituting (13) into (9) and (10) and using the boundary conditions (3) we find the physical solutions of the

dispersion equation for $b=1$. They are zeros of the function $D_{+1}(\omega, k_z)$. The fields associated with these solutions satisfy the boundary conditions on the waveguide wall and have nonzero distributions.

This conclusion can also be obtained without use of (13). For this purpose one has to eliminate the constant A_l from (9) and (10) with one of the boundary conditions (3). Using then the second boundary condition, one obtains an equation of the form $D_{+1}(\omega, k_z) = 0$. This equation determines the dispersion properties of the waves, for which $b=1$ ($k_t = 0$). Their fields have an arbitrary amplitude A_j .

With the new amplitude A'_l , the fields (9) and (10) take the same form as those in [4]. Thus (13) establishes a relation between the field representations in [4] and [2] when $b=1$.

Let us now consider the case of $b=-1$. Since a change $b \rightarrow -b$ does not modify equation (4) for $l=0$, the dispersion equation of axisymmetric waves in this case will have the same form $D_{+1}(\omega, k_z) = 0$ as before. The dispersion properties of the other waves with $l > 0$ and $b=-1$ are determined by the second of equations (12).

As is clear from (12), this equation has a singularity $\delta = 0$ ($\zeta^4 = 0$) when $l=1$. The same singularity is present in expression (10). This singularity can be eliminated as before by redefining of the amplitude A_l

$$A'_l = \frac{2}{(1+b)} \frac{A_l}{l!} \left(\frac{k_t}{2} \right)^l. \quad (14)$$

Obviously such form of relation (14) allows one also to use it in the case of $b=1$ when it reduces to the form (13). With boundary conditions (3) and substitution of (14) into (9), (10) we find the solutions of the dispersion equation for waves with $l > 0$ when $b=1$. They are zeros of the function $D_{-1}(\omega, k_z)$. The fields related to these solutions have nonzero distributions and satisfy the boundary conditions.

Hence the assumption made in [3, 4] about the singular nature of the transverse fields and the dispersion equation of a plasma-filled waveguide [2] is valid only for waves with $l=1$ and $b=-1$. In other cases such singularity is not occurring, if $\zeta^4 = 0$. Moreover this singularity can be eliminated by using the redefinition of the amplitude (14) which is not in contradiction to the eigenfrequency problem for the plasma-filled waveguide.

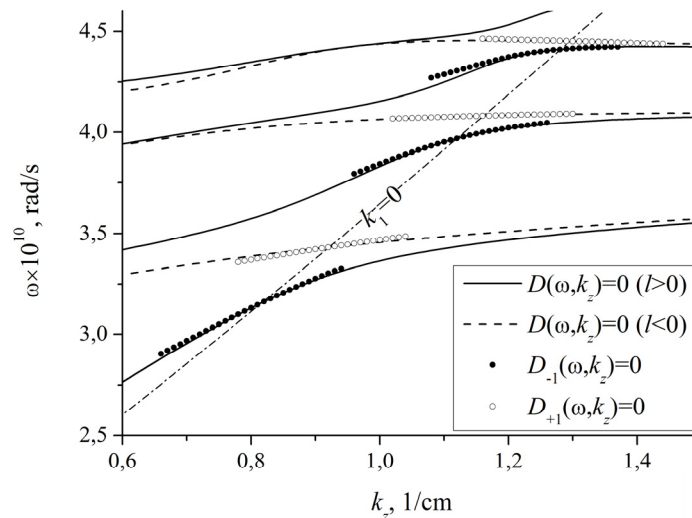


Fig. 2. Solutions of the dispersion equation for different signs of the azimuthal index and also zeros of functions $D_{\pm 1}(\omega, k_z)$ in the neighborhood of $k_t = 0$ ($\omega_p = 3 \times 10^{10}$ rad/s, $\omega_H = 4 \times 10^{10}$ rad/s, $|l|=1$).

The relation (14) allows one to define the transition from waves with finite transverse wavenumbers to those with $k_t = 0$. During such transition the electromagnetic properties of the plasma-filled waveguide change continuously. Thus we have shown that the field expressions (1), (2) and the dispersion relation (4) presented in [2] remain also valid in the case that $k_t = 0$ ($\zeta^4 = 0$).

It can be seen from the dispersion equation (4), that both the change of the form $b \rightarrow -b$ ($\varepsilon_2 \rightarrow -\varepsilon_2$) and that of the form $l \rightarrow -l$ in this equation are equivalent. Therefore, solutions of the dispersion equation for $l < 0$ are zeros of the function $D_{-1}(\omega, k_z)$ when $b=1$ and those of function $D_{+1}(\omega, k_z)$ when $b=-1$. The following changes $\varepsilon_2 \rightarrow -\varepsilon_2$ and $l \rightarrow |l|$ should be used in $D_{\pm 1}(\omega, k_z)$ to find these solutions.

The change of the form $\varepsilon_2 \rightarrow -\varepsilon_2$ does not affect the curve $k_i = 0$ in the (ω, k_z) -plane. As a result the solutions of the dispersion equation (4) that belong to this curve are different for waves with $l > 0$ and $l < 0$ (Fig. 2). This result has not been mentioned before.

CONCLUSIONS

The paper studies the electromagnetic properties of waves in a waveguide completely filled with a magnetized plasma with the transverse wavenumber k_i ($i=1$ or 2) equal to zero. These waves satisfy the dispersion relations for right-polarized ($b=1$) and left-polarized ($b=-1$) waves in unbounded magnetized plasma.

For all ω related to k_z by the equations $b=1$ or $b=-1$, a division by zero of the well-known [2] field expressions and the dispersion equation of a plasma-filled waveguide occurs. However, their validity is not always violated when $b = \pm 1$. It was shown that this fact depends on the value of the azimuthal index l . For example, for the axially symmetric waves ($l=0$) the fields and dispersion equation tend to the limits without singularity as $b \rightarrow \pm 1$. For $b = \pm 1$ the singularity is also absent for all l satisfying the condition $\text{sign}(l) = \mp 1$. However, under this condition the dispersion equation becomes zero for all ω and k_z related to each other by the relation $b = \pm 1$. At the same time, not all such $\omega(k_z)$ are physical solutions of the dispersion equation.

Physical solutions are those which satisfy the boundary conditions and have non-zero field distributions. Such solutions of the dispersion relation can be obtained with a redefinition of one of two amplitudes for the waveguide eigenfields. As a result the fields and the dispersion equation can be reduced to a form feasible for direct numerical analysis when $b = \pm 1$. This form coincides with that of the expressions obtained in [4], if $\text{sign}(l) = \mp 1$. Furthermore it was shown that they are the limits of the original expressions [2] for the fields and the dispersion relation as $b \rightarrow \pm 1$ in the case of $\text{sign}(l) = \mp 1$. When $\text{sign}(l) = \pm 1$ these original expressions have other asymptotes as $b \rightarrow \pm 1$. These asymptotes contain a singularity in the case of $|l|=1$. However, it has been shown that this singularity can be eliminated. For this purpose one has again to redefine one of two amplitudes of the waveguide fields.

It should be noted that such redefinition does not affect the validity of the known [2] expressions for the fields and the dispersion relation, since the fields of the plasma-filled waveguide have either of two amplitudes of arbitrary value. Thus we have shown that the expressions for the fields and the dispersion equation [2] remain valid for $b = \pm 1$ ($k_i = 0$). As a result the field and frequency of a wave in the plasma-filled waveguide change continuously when one of its transverse wavenumbers crosses zero.

The change of the form $b \rightarrow -b$ in the dispersion equation is equivalent to the change $l \rightarrow -l$ and does not affect the curve $k_i = 0$ in the (ω, k_z) -plane. Therefore the solutions of the dispersion equation of magnetized plasma-filled waveguide that belong to this curve are different for waves which differ in signs of the azimuthal index. This result has not been mentioned before.

ACKNOWLEDGEMENTS

We are grateful to K. Schünemann, the Professor of the Institute of High-Frequency Technology of Technical University Hamburg-Harburg (Institut für Hochfrequenztechnik Technische Universität Hamburg-Harburg), for his interest in this work and fruitful discussions.

REFERENCES

1. Sotnikov G.V. Electrodynamics of plasma and plasma-like slow wave structures for high-power microwave oscillators and high-gradient accelerators: Dissertation of Doctor in Physics and Mathematics. – Kharkiv: NSC KIPT NASU, 2007. — 351 p.
2. Erokhin N.S., Kuzelev N.V., Moiseev S.S. et al. Nonequilibrium and resonance processes in plasma radiophysics. – Moscow: Nauka, 1982. – 271 p.
3. Alexov E.G. An additional solution of the waveguide problem for a waveguide partially filled with a magnetoactive semiconductor plasma // *Physica Scripta*. – 1992. – Vol. 46, №5. – P. 429 – 432.
4. Liu S., Yan Y., Zhu D. A new type of wave in waveguide filled with magnetized plasma // *Chinese Science Bulletin*. – 1999. – Vol. 44, №15. – P. 1360 – 1363.
5. Tkachenko V.I., Shcherbinin V.I. Meandering shape of dispersion curves of magnetized plasma-filled waveguides // *Journal of Kharkiv National University. Physical series «Nuclei, Particles, Fields»*. – 2011. – № 979, Issue 4. – P.56 – 62.

УДК 537.534.2:679.826

О ВОЗМОЖНОСТИ КАПЕЛЬНОГО РАСПЫЛЕНИЯ ТЯЖЁЛЫХ МЕТАЛЛОВ ТЯЖЁЛЫМИ ИОНАМИ НИЗКИХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

А.И. Калиниченко, С.С. Перепелкин, В.Е. Стрельницкий

Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»

61108, Академическая, 1, г. Харьков, Украина

E-mail: aikalinichenko@kipt.kharkov.ua, aikalinichenko@mail.ru

Received May 20, 2013

Теоретически исследуется капельное распыление тяжелых металлов тяжелыми ионами в области энергий, в которой доминируют упругие потери. Показано, что капельное распыление возможно при энергиях иона E как ниже, так и выше предельно допустимой энергии E_{NTP} образования нелокального термоупругого пика (НТП_<) - односвязной области перегрева, аппроксимируемой сферическим сегментом. При $E < E_{NTP}$ выброс расплава из приповерхностного НТП_< возможен в интервале энергий иона $E_1 < E < E_2$, причем величины E_1 и E_2 зависят от сорта бомбардирующих ионов и структуры материала мишени. При $E > E_{NTP}$ капельное распыление обеспечивает нелокальный термоупругий пик (НТП_>), образующийся на субкаскаде и/или на пересечении нескольких субкаскадов. Локализация, размер и энергосодержание НТП_>, являющиеся случайными величинами, определялись путем моделирования с помощью программного пакета SRIM2008. Определены параметры и вероятность возникновения НТП_>, обеспечивающих капельное распыление и кратерообразование при энергиях ионов $E = 200$ кэВ в случаях комбинаций «ион Au⁺ в Au» и «ион U⁺ в U». Получены оценки коэффициентов распыления в рассмотренных случаях.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: тяжелые металлы, ионная бомбардировка, атомный каскад, термоупругий пик, капельное распыление, кратерообразование

ПРО МОЖЛИВІСТЬ КРАПЛИННОГО РОЗПИЛЕННЯ ВАЖКИХ МЕТАЛІВ ВАЖКИМИ ІОНАМИ НИЗЬКИХ І ПРОМІЖНИХ ЕНЕРГІЙ

О.І. Калініченко, С.С. Перепелкін, В.Є. Стрельницький

Національний Науковий Центр „Харківський фізико-технічний інститут”

61108, Академічна, 1, м. Харків, Україна

Теоретично досліджується краплинне розпилення важких металів важкими іонами в області енергій, у якій домінують пружні втрати. Показано, що краплинне розпилення можливе при енергіях іона E як нижче, так і вище гранично припустимої енергії E_{NTP} утворення нелокального термопружного піка (НТП_<) - односвязної області перегріву, що апроксимується сферичним сегментом. При $E < E_{NTP}$ викид розтопу із приповерхнього НТП_< можливий в інтервалі енергій іона $E_1 < E < E_2$, причому величини E_1 й E_2 залежать від сорту іонів, що бомбардують, і структури матеріалу мішені. При $E > E_{NTP}$ краплинне розпилення забезпечує нелокальний термопружний пік (НТП_>), що утворюється на субкаскаді й/або на перетині декількох субкаскадів. Локалізація, розмір і енерговміст НТП_>, що є випадковими величинами, визначалися шляхом моделювання за допомогою програмного пакета SRIM2008. Визначено параметри й імовірність виникнення приповерхніх НТП_>, що забезпечують краплинне розпилення й кратероутворення при енергіях іонів $E = 200$ кэВ у випадках комбінацій «іон Au⁺ в Au» та «іон U⁺ в U». Отримано оцінки коефіцієнтів розпилення в розглянутих випадках.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: важкі метали, іонне бомбардування, атомний каскад, термопружний пік, краплинне розпилення, кратероутворення.

ON OPPORTUNITY OF DROPLET SPUTTERING OF HEAVY METALS BY HEAVY IONS OF LOW AND INTERMEDIATE ENERGIES

A.I. Kalinichenko, S.S. Perepelkin, V.E. Strel'nitskij

National Science Centre "Kharkov Institute of Physics and Technology"

61108, Akademicheskaya, 1, Kharkov, Ukraine

A droplet sputtering of heavy metals by heavy ions in energy range of elastic loss domination is theoretically investigated. It is shown that the droplet sputtering is possible at ion energies E both below and above the maximum permissible energy E_{NTP} of nonlocal thermoelastic peak (NTP_<) formation - a singly connected overheated region approximated by spherical segment. At $E < E_{NTP}$ melt emission from subsurface NTP_< is possible in the range of ion energies $E_1 < E < E_2$, and quantity E_1 and E_2 depend on sort of bombarding ions and structure of target material. At $E > E_{NTP}$ the droplet sputtering provides nonlocal thermoelastic peak (NTP_>), forming from subsurface subcascade and/or on cross of several subsurface subcascades. Localization, size and energy content NTP_>, being random quantities, were determined by modeling with program package SRIM2008. Parameters and probability of NTP_> forming, providing the droplet sputtering and cratering are determined at ion energies $E = 200$ keV in cases of combinations "ion Au⁺ in Au" and "ion U⁺ in U". Estimates of sputtering yields of droplet sputtering are determined in the viewed cases.

KEYWORDS: heavy metals, ion bombardment, atomic cascade, thermoelastic peak, droplet sputtering, cratering

Вот уже более полувека макроскопические процессы, происходящие при взаимодействии тяжёлого иона с поверхностью твёрдого тела вызывают неослабевающий интерес исследователей. Поначалу столь повышенное

внимание было связано с разработкой, внедрением и эксплуатацией ядернотехнических энергетических установок. В последние годы этот интерес только усилился в связи с глобальным развитием нанотехнологий, требующих для своей реализации инструментов, позволяющих осуществлять локальные воздействия на объекты нанометровых размеров. Именно таким инструментом является тяжелый ион, реализующий при своем взаимодействии с твердым телом области поперечником в считанные нанометры и с плотностью энергии, эквивалентной перегреву более 10^4 К. Среди рассматриваемых явлений важное место отводится процессам распыления материалов при ионной бомбардировке [1].

Распыление, обусловленное бинарными атомными столкновениями на стадии возникновения и развития атомных каскадов, характеризуются выбросом отдельных атомов мишени и низким коэффициентом распыления $S \leq 10$ [2]. Длительность этой стадии приближенно определяется временем торможения первичного иона и лежит в пределах $\sim (1 - 5)10^{-14}$ с. В случае бомбардировки легкими ионами, создающими «рыхлые» каскады с малой плотностью возбужденных атомов, процесс распыления на этом завершается. Однако при достаточно высоких плотностях энергии в каскадах, образуемых тяжелыми ионами или кластерами, процесс распыления может возобновиться по прошествии времени термализации упругих потерь $\tau \sim 10^{-13}$ с. При этом распыление приобретает качественно иной характер, подчиняющийся закономерностям термодинамики и механики сплошных сред. Возникающие в приповерхностных нанометровых областях температура и давление могут приводить к плавлению, испарению и последующему выбросу содержащегося в них вещества в виде пара, многоатомных кластеров или капель, обеспечивая гигантские коэффициенты распыления $S \gg 10$ [3]. Поверхность подвергается усиленной эрозии с образованием кратеров нанометровых размеров. [4, 5].

Для описания нелинейных процессов ионного распыления предлагались: испарительная модель [6,7], модель ударной волны [8,9], модель хрупкого разрушения [10,11]. Кроме аналитических методов исследования, в последние годы широкое распространение получили методы молекулярной динамики, позволяющие проследить пространственно-временное развитие ансамбля атомов вблизи траектории иона на стадии перехода от неравновесного состояния к состоянию, подчиняющемуся законам термодинамики. Каждый из указанных подходов, не обладая универсальностью, внес вклад в понимание нелинейных процессов ионного распыления.

В работах [12, 13] была предложена модель капельного распыления, основанная на концепции нелокального термоупругого пика (НТП) иона и оперирующая относительно небольшими перегревами вблизи траектории иона. Пределы применимости модели ограничены диапазоном энергии ионов $E_{\min} < E \leq E_{\text{НТП}}$, где минимальная энергия $E_{\min} \sim 10$ эВ определяется возможностью термодинамического описания физических процессов в НТП, а максимальная допустимая энергия $E_{\text{НТП}}$ определяется качественным изменением структуры каскада, приводящим к образованию нескольких слабо связанных перегретых областей, параметры которых определяются параметрами образующих их субкаскадов. Величина $E_{\text{НТП}}$ зависит от сорта иона и материала мишени, и для ее определения требуется детальный статистический анализ параметров образующихся областей термализации фононных потерь иона с оценкой вероятности благоприятных конфигураций в широком диапазоне энергий [14]. Для легких ионов (C^+ , B^+ , Al^+ , Ti^+ и др.), бомбардирующих мишень из легких материалов (C, BN, Al, Ti), $E_{\text{НТП}}$ находится в пределах $(1 \div 2)$ кэВ. При переходе к более тяжелым ионам (Fe^+ , Xe^+ , Au^+ , U^+ и др.) и материалам мишени (Fe, Au, U и др.) энергетический диапазон применения модели НТП расширяется в десятки раз.

Теоретические исследования процесса бомбардировки тяжелых металлов ионами низких энергий ($E \leq E_{\text{НТП}}$), проведенные в модели НТП, позволили определить необходимые условия, при выполнении которых становится возможным капельное распыление и образование поверхностных кратеров для металлов тяжелее железа [12,13]. В то же время представляет интерес рассмотреть эффект капельного распыления тяжелых металлов ионами с энергиями $E > E_{\text{НТП}}$, для которых выброс наночастиц и образование кратеров наблюдались экспериментально [4,5]. Исследования процессов капельного распыления и кратерообразования в этой области энергий требуют рассмотрения всего многообразия образующихся каскадов и отбор возникающих приповерхностных НТП (ПНТП), которые удовлетворяют критерию возникновения капельного распыления. Кроме того, в указанных выше работах [12,13] не обсуждалось влияние шероховатости поверхности, а также затраты части энергии упругонапряженного состояния на акустическую волну, уходящую из ПНТП вглубь материала. Даже приближенный учет этих двух факторов делает очевидным вероятностный характер процесса капельного распыления во всем диапазоне допустимых энергий иона.

Целью настоящей работы является определение возможности капельного распыления тяжелых металлов при бомбардировке тяжелыми ионами низких ($E_{\min} < E \leq E_{\text{НТП}}$) и промежуточных ($E > E_{\text{НТП}}$) энергий в модели ПНТП. На основе компьютерного моделирования каскадов исследуется возможность капельного распыления для комбинаций « Au^+ - Au», « U^+ - U».

МОДЕЛИРОВАНИЕ КАПЕЛЬНОГО РАСПЫЛЕНИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ КАСКАДАХ

Результаты моделирования с помощью программного пакета SRIM2008 [15] показали, что при $E \leq E_{\text{НТП}}$

образующийся НТП_< тяжёлого иона, нормально падающего на плоскую поверхность мишени, представляет компактную односвязную область и может аппроксимироваться сферическим сегментом, примыкающим к поверхности мишени и содержащим энергию фононных потерь $E_{ph}^<(E) = \eta(E)E$. Центр сегмента расположен в середине среднего экстраполированного пробега $L(E)$, а его радиус задается выражением

$$R_<(E, d) = L(E) / 2 + R_T(d). \quad (1)$$

Здесь $\eta(E)$ - относительная доля фононных потерь иона, $R_T(d)$ - радиус теплового расплывания, определяемый диффузией тепловых фононов за время ион-ионной релаксации, d - эффективный размер кристаллита. Случаю аморфного материала соответствует предел $R_T(d)$ при $d \rightarrow 2a$, где a - среднее межатомное расстояние. Для поликристаллических материалов с $d \gg 2a$ радиус R_T ограничивается конечностью скорости распространения тепла, не превышающей продольной скорости звука [14].

При $E > E_{NTP}$, согласно результатам моделирования с помощью программного пакета SRIM2008 [15], происходит изменение структуры ансамбля возбужденных атомов. Формирующийся каскад порождает или односвязную область термализации с различными продольным и поперечным размерами, или несколько слабосвязанных областей. Эффективные продольный l_l и поперечный l_t размеры каждой из областей определяются суперпозицией области локализации порождающего (суб)каскада с размерами l_l' и l_t' и областей тепловой релаксации радиусом $R_T(d)$ вокруг каждого возбужденного атома. Каждый образующийся тепловой пик может аппроксимироваться эллипсоидом вращения (вокруг продольной оси, задаваемой вектором начальной скорости иона) с размерами осей $l_l = l_l' + 2R_T(d)$ и $l_t = l_t' + 2R_T(d)$, если пик целиком лежит внутри мишени, либо сегментом такого эллипсоида, если пик образуется на приповерхностном (суб)каскаде.

Моделирование с помощью SRIM 2008 показало, что в некоторых случаях возможно образование ПНТП, размеры которого удовлетворяют неравенству $\xi^{-1} \leq l_l/l_t \leq \xi$, где $\xi = 1,5$ - параметр формы (суб)каскада. В этом случае можно говорить о возникновении НТП_>, аппроксимируемого сферическим сегментом с радиусом

$$R_>(E, d) = l_l / 2 + R_T(d), \quad (2)$$

с центром, находящимся на расстоянии $l_l/2$ от поверхности мишени. Образующийся НТП_> содержит тепловую энергию $E_{ph}^>(E)$, равную энергии фононных потерь в приповерхностном (суб)каскаде, тогда как ионизационные потери не вносят существенного вклада в формирование теплового поля ПНТП при энергии ионов $E \leq 1$ МэВ. Величина $E_{ph}^>(E)$ определяется продольным распределением фононных потерь dE_{ph}/dy , вычисляемым с помощью программы SRIM2008:

$$E_{ph}^>(E) = \int_0^{l_l} (dE_{ph}/dy) dy. \quad (3)$$

(Ось y направлена по нормали к поверхности мишени).

Температура и фазовое состояние материала в ПНТП определяются средней плотностью тепловой энергии

$$\varepsilon(E, d) = \frac{E_T(E)}{V(E, d)}, \quad (4)$$

где $E_T(E)$ - тепловая энергия в ПНТП, равная $E_{ph}^<(E)$ при $E \leq E_{NTP}$ и $E_{ph}^>(E)$ при $E > E_{NTP}$. Объем сферического ПНТП $V(E, d)$, зависящий от энергии иона и эффективного размера кристаллита мишени d , равен [14]:

$$V(E, d) = \frac{4\pi}{3} \left[R(E, d)^3 - \frac{3}{8} R_T(d)^2 l - \frac{R_T(d)^3}{2} \right], \quad (5)$$

где $R(E, d) = R_<(E, d)$, $l = L(E)$ при $E \leq E_{NTP}$ и $R(E, d) = R_>(E, d)$, $l = l_l$ при $E > E_{NTP}$.

Напряжение в ПНТП, в основном, определяется суммой термоупругого напряжения σ_T , обусловленного тепловым расширением материала мишени в пике, и внутреннего напряжения σ_i , имеющего какую-либо иную природу. Создаваемые напряжения могут вызвать выброс расплавленной массы из объёма ПНТП и образование кратера на поверхности мишени.

При наличии фазового перехода термоупругое напряжение σ_T , возникающее в ПНТП, можно записать в виде:

$$\sigma_T(E, d) = \int_0^{\varepsilon(E, d)} \Gamma(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6)$$

где $\Gamma(E)$ - обобщённый параметр Грюнайзена, связывающий плотность тепловой энергии $\varepsilon(E, d)$ и $\sigma_T(E, d)$. Параметр Грюнайзена материала мишени испытывает существенные изменения с увеличением плотности тепловой энергии в ПНТП. При определении термоупругого давления в пике σ_T учитывалось изменение объема материала за счет: 1) нагрева до точки плавления; 2) плавления; 3) нагрева расплава до температуры, соответствующей плотности выделившейся энергии в НТП.

Дальнейшие расчеты проводились в предположении постоянства параметра Грюнайзена в пределах одного агрегатного состояния вещества, что является допустимым приближением для исследованных материалов. В этом случае общее выражение (6) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \sigma_T(E, d) = & \Gamma_s \varepsilon \Pi(\varepsilon; 0, \varepsilon_{m1}) + [\Gamma_s \varepsilon_{m1} + \Gamma_m (\varepsilon - \varepsilon_{m1})] \Pi(\varepsilon; \varepsilon_{m1}, \varepsilon_{m2}) + \\ & + [\Gamma_s \varepsilon_{m1} + \Gamma_m (\varepsilon_{m2} - \varepsilon_{m1}) + \Gamma_l (\varepsilon - \varepsilon_{m2})] \Pi(\varepsilon; \varepsilon_{m2}, \varepsilon_{b1}) + \\ & + [\Gamma_s \varepsilon_{m1} + \Gamma_m (\varepsilon_{m2} - \varepsilon_{m1}) + \Gamma_l (\varepsilon_{b1} - \varepsilon_{m2})] \Pi(\varepsilon; \varepsilon_{b1}, \infty), \end{aligned} \quad (7)$$

где используется П-образная функция

$$\Pi(x; a, b) = \begin{cases} 0, & x \in (-\infty, a) \cup [b, \infty); \\ 1, & x \in [a, b), \quad (b > a), \end{cases}$$

Γ_s , Γ_l и Γ_m - значения (эффективного) параметра Грюнайзена материала мишени в твердом и жидком состояниях, а также при его плавлении, соответственно. Здесь $\Gamma_m = \zeta K / (q_m \rho)$, где ζ - удельное изменение объема вещества при плавлении, q_m - удельная теплота плавления, K и ρ - эффективные модуль всестороннего сжатия и плотность материала мишени, соответственно. Значения плотности энергии ε_{m1} , ε_{m2} и ε_{b1} соответствуют началу плавления, концу плавления, и началу кипения, соответственно.

Выражение (7) получено в предположении, что плотность тепловой энергии меньше пороговой плотности энергии кипения ε_{b1} или незначительно превосходит ее. В этом случае можно пренебречь вкладом давления паров в энергию упругонапряженного состояния по сравнению с вкладом давления, возникающего за счет интегрального теплового расширения твердой и жидкой фаз, а также за счет плавления.

Отрыв и выброс расплавленного материала возможен, если энергия упругонапряженного состояния расплава W_{el} , идущая на отрыв капли, превосходит энергию W_s , необходимую для формирования поверхности капли и кратера [13]. Уравнение

$$W_{el} = W_s \quad (8)$$

определяет критические параметры НТП – объем пика V_c и число частиц в пике $Y_c = V_c \rho / M$, соответствующие возникновению капельного распыления. Здесь M – масса атома материала мишени.

Часть энергии упругонапряженного состояния в ПНТП, идущая на отрыв капли, оценивалась по формуле

$$W_{el}(E, d) = \lambda \frac{[\sigma_T(E, d) + \sigma_i]^2}{2K} V(E, d). \quad (9)$$

Параметр λ определяет долю энергии упругонапряженного состояния, идущую на образование капли и отрыв ее от поверхности. Соответственно, долю энергии упругой волны, распространяющейся вглубь мишени и не участвующей в каплеобразовании, определяет величина $(1 - \lambda)$. Установление точного значения λ , возможно лишь путем решения системы уравнений механики сплошной среды, не входит в задачу настоящей работы. Оставляя λ свободным параметром модели, приведем некоторые соображения, касающиеся величины λ в зависимости от геометрии поверхности и расположения пика относительно нее.

Пик иона порождает расходящуюся сферическую волну, причем только часть волнового фронта, налетающего на плоскую поверхность, участвует в отрыве капли. В одномерном приближении в образовании и отрыве капли участвует только полуволна, идущая к поверхности и несущая половину всей энергии упругонапряженного состояния. Поэтому величину $\lambda = 0,5$ следует принять за верхний предел относительной доли энергии упругонапряженного состояния, идущей на образование капли в случае плоской поверхности мишени. Однако оценка λ должна измениться в случае падения иона на неплоскую поверхность, радиус кривизны которой сравним с радиусом ПНТП. Так, в случае падения иона на выпуклую поверхность доля энергии в волне, выходящей на поверхность, увеличивается, а при падении на вогнутую поверхность - уменьшается. Из сказанного следует, что в случае шероховатой поверхности, бомбардируемой ионами, процесс капельного распыления становится, вообще говоря, вероятностным, поскольку величина энергии, идущая на каплеобразование, варьирует случайным образом в зависимости от геометрии поверхности вблизи точки попадания иона.

Анализ показал, что наименее энергозатратным является выброс расплавленного материала в виде одной сферической капли. Это позволяет оценить минимальную энергию, необходимую для образования поверхности

капли и кратера, с помощью формулы

$$W_s(E, d) = \sqrt[3]{36\pi\beta\delta(V(E, d))}^{2/3}, \quad (10)$$

где δ - коэффициент поверхностного натяжения жидкого материала мишени, β - показатель роста свободной поверхности кратера, равный отношению площади дополнительно образуемой поверхности к площади поверхности сферической капли объемом $V(E, d)$. В случае плоской поверхности значение β лежит в интервале от 1 (вылет капли из жидкого либо пластичного ($\mu \ll K$) материала без образования кратера, где μ - средний модуль сдвига материала мишени) до ~ 2 (вылет капли с образованием на месте вылетевшего вещества каверны, повторяющей форму ПНТП). В случае шероховатой поверхности величина β может изменяться в зависимости от кривизны поверхности в точке падения иона. Дальнейшие оценки проведены для случая плоской поверхности и нормального падения иона. Подробности определения значения β приведены в [16].

Коэффициент капельного распыления S оценивается как среднее число атомов в пике, умноженное на вероятность w иону образовать НТП, удовлетворяющий условию (8): $S(E, d) = w\rho V(E, d)/M$. В области энергий ионов $E < E_{NTP}$ эффект капельного распыления носит пороговый характер. Коэффициент капельного распыления мишени S отличается от нуля в интервале энергий $E_1 \leq E \leq E_2$, причем в этом интервале вероятность w зависит от шероховатости поверхности и приближается к единице в случае плоской поверхности. Здесь E_1 и $E_2 \leq E_{NTP}$ - пороговые значения энергии капельного распыления, определяемые из уравнения $Y_c(E) = Y(E)$. При $E < E_1$, $E > E_2$ условие (8) не выполняется, эффект капельного распыления отсутствует и $S(E, d) = 0$. При $E > E_{NTP}$ эффект капельного распыления приобретает случайный характер и зависит от вероятности образования НТП, с параметрами, удовлетворяющими условию капельного распыления.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Моделирование, выполненное с помощью программного пакета SRIM2008, позволило определить форму, геометрические параметры тепловых пиков, образующихся в мишенях из тяжелого металла (Au, U) при нормальном падении тяжелого иона (Au^+ , U^+) на поверхность мишени, а также фоновые потери E_{ph} в мишени для энергий ионов как ниже, так и выше энергии E_{NTP} [14]. Значения E_{NTP} вычислялись методом экспертной оценки образующихся каскадов в диапазоне энергий от 5 кэВ до 100 кэВ при $0,75 < l_1/l_t < 1,5$ [14]. Значения E_{NTP} растут с увеличением размера кристаллита d . Для комбинаций “U⁺ - U” и “Au⁺ - Au” максимальная допустимая энергия принимает следующие значения: для поликристаллических мишеней $E_{NTP} = 60$ кэВ и 45 кэВ, для нанокристаллических мишеней при $d = 2$ нм $E_{NTP} = 50$ кэВ и 35 кэВ, для аморфных мишеней $E_{NTP} = 40$ кэВ и 30 кэВ. Полученные значения параметров НТП_< [14] позволили оценить плотность тепловой энергии в образующемся пике, выполнение энергетического критерия капельного распыления (8), пороговые значения энергии распыления E_1 , E_2 , коэффициент капельного распыления S при $E \leq E_{NTP}$.

На рис.1 приведены зависимости плотности энергии $\varepsilon(E)$ в приповерхностном пике от энергии иона $Au^+(U^+)$ для аморфных (кривая 1), нанокристаллических (кривая 2, $d = 2$ нм) и поликристаллических (кривая 3, $d > 6,2(4,2)$ нм) мишеней из золота (урана) при $E \leq E_{NTP}$. Как видно из рис.1, плотность тепловой энергии в НТП_< $\varepsilon(E)$ уменьшается с ростом d , максимум функции $\varepsilon(E)$ смещается в область более высоких энергий. Но даже для поликристаллических мишеней существует диапазон энергий ионов, в котором $\varepsilon(E)$ превышает величину, необходимую для полного расплавления материала в НТП_< (см. рис.1).

На рис. 2 приведены зависимости числа атомов в НТП_> $Y(E, d)$ и критического числа атомов $Y_c(E, d)$, удовлетворяющего условию отрыва капли, от энергии иона $Au^+(U^+)$ для мишени из кристаллического золота (рис. 2а) и для мишени из аморфного урана (рис.2б).

Из рис. 2а видно, что для массивной золотой мишени ($\beta = 1,022$) распыление в виде отдельной капли возможно лишь на самой границе области применимости модели НТП, то есть, при энергиях ионов, близких к $E_{NTP} \approx 45$ кэВ. В то же время, выброс части материала пика в газообразной форме возможен и при более низкой энергии иона, поскольку плотность энергии в пике иона может превышать плотность энергии, необходимую для начала испарения (см. рис.1а). Для аморфных мишеней из урана ($\beta = 1,2$) предлагаемая модель предсказывает возможность распыления при энергиях иона $E_1 < E < E_2$, причем коэффициент распыления растет с увеличением энергии иона (см. рис. 2б).

Моделирование, выполненное с помощью SRIM2008 при $E = 200$ кэВ $> E_{NTP}$, позволило выделить случаи

с благоприятной конфигурацией каскадов, имеющих приповерхностный субкаскад, определить форму и размеры субкаскада и фоновые потери E_{ph} в нем, проанализировать возможность образования сферических НТП_с в приповерхностном субкаскаде, оценить фазовое состояние в образующемся пике.

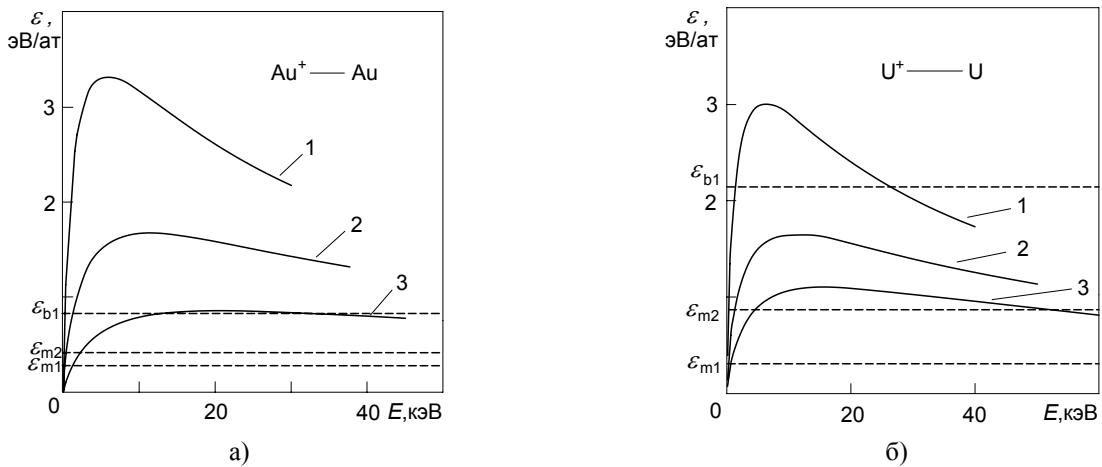


Рис. 1. Плотность тепловой энергии ε в НТП_с тяжёлых ионов в аморфной (кривая 1), нанокристаллической, $d = 2$ нм (кривая 2), поликристаллической (кривая 3) мишени: а) Au^+ в золоте; б) U^+ в уране при $E \leq E_{NTP}$. Пунктирные линии соответствуют плотности энергии начала (ε_{m1}) и конца (ε_{m2}) плавления и начала кипения (ε_{b1}).

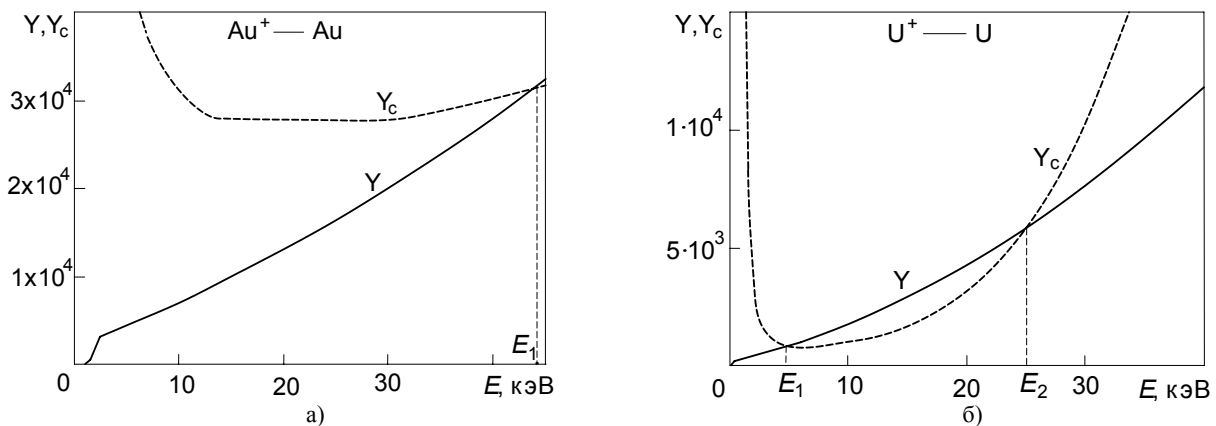


Рис. 2. Число атомов Y в НТП_с ионов Au^+ и U^+ и критическое число атомов Y_c , соответствующее условию капельного распыления, в поликристаллическом ($\beta = 1,022$) Au и аморфном ($\beta = 1,08$) U при $\lambda = 0,5$. Значения пороговых энергий для мишени из золота (урана) равны: $E_1 \approx 44$ (4,5)кэВ, $E_2 \approx 45$ (27,5)кэВ.

Для возникновения капельного распыления необходимо выполнение двух условий: 1) возникновение в приповерхностной области мишени расплавленного состояния и 2) выполнение энергетического критерия капельного распыления (8) в расплавленной области. На рис.3 приведены области (отмечены штриховкой) допустимых значений параметров E_{ph} и l_i приповерхностных субкаскадов, обеспечивающих капельное распыление для комбинации « Au^+ -Au» в случаях пленочной (рис. 3а) и массивной (рис. 3б) золотых мишеней. Кривые 1-4 соответствуют значениям параметров E_{ph} и l_i , при которых в пике начинается плавление (кривая 1), заканчивается плавления (кривая 2), начинается кипение (кривая 3) и заканчивается кипение (кривая 4). Кривая 5 соответствует зависимости $E_{ph} = E_{ph}(l_i)$ для пиков с энергией $E < E_{NTP}$. Символами отмечены параметры приповерхностных субкаскадов, найденных с помощью программы SRIM2008 при произвольном выборе заправки при генерации псевдослучайных чисел: темные кружки соответствуют каскадам, обеспечивающим чисто капельное распыление, черно-белые кружки – каскадам, обеспечивающим капельное распыление с частичным испарением материала пика, крестики – каскадам, обеспечивающим распыление вещества пика без его выброса. Всего было проведено 200 розыгрышей. Пунктирные линии соответствуют значению энергии фоновых потерь и продольной длины приповерхностных субкаскадов, для которых выполняется критерий капельного распыления (8), при $\lambda = 0,5$. Зона капельного распыления (заштрихованная область) слева и снизу ограничена пунктирной кривой, являющейся решением уравнения (8), а справа - кривой 2, соответствующей полному расплавлению материала пика.

Как видно из рис. 3, для мишеней из золота возможно образование НТП_с на основе приповерхностных (суб)каскадов с энергией фоновых потерь, превосходящей энергию, необходимую для плавления материала

мишени. В результате проведенных 200 испытаний было отобрано 12 субкаскадов, порождающих пики с плавлением. Вероятность возникновения НТП_> с расплавленным состоянием составляет ~ 0,06.

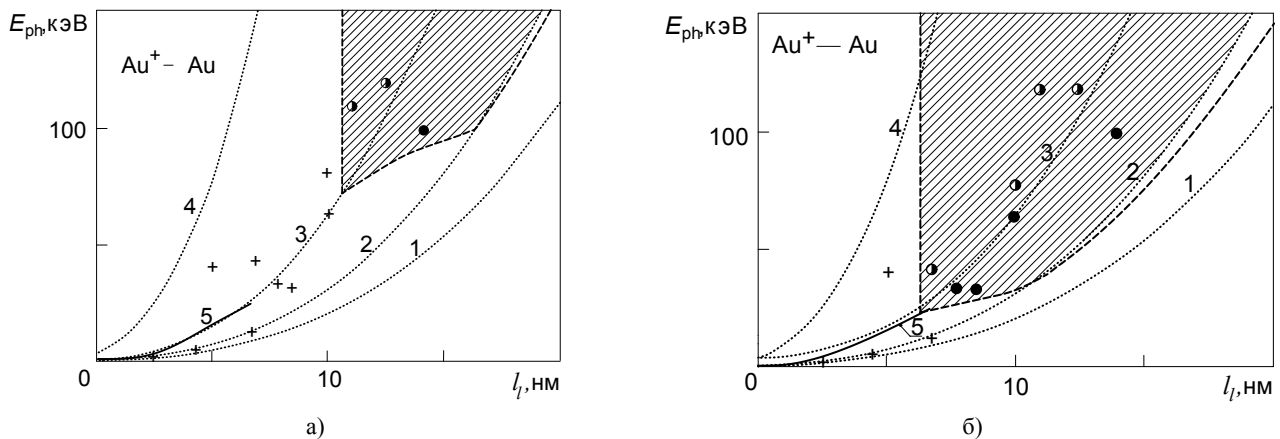


Рис. 3. Параметры приповерхностных субкаскадов с плавлением, образующихся при бомбардировке ионами Au⁺ с энергией $E = 200$ кэВ, в плёночной (рис. 3а) и массивной (рис. 3б) мишени из золота. Зона капельного распыления отмечена штриховкой.

В случае пленочной мишени (рис. 3а), для которой $\beta \approx 1,5$, только три из двенадцати субкаскадов с расплавленным состоянием попадают в зону капельного распыления. Количество атомов, вылетающих из трех благоприятных каскадов, составляет $9,6 \cdot 10^4$, $1,2 \cdot 10^5$, $1,6 \cdot 10^5$, соответственно. Это дает для среднего коэффициента распыления величину $S \approx 1900$, а вероятность выброса капель - $w \sim 0,015$. Диаметры образующихся кратеров изменяются в диапазоне $10 \text{ nm} < D < 15 \text{ nm}$. Полученные оценки удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [4,5,17].

Кривая 5 целиком лежит вне зоны капельного распыления. Таким образом, низкоэнергетические ионы с энергией $E < E_{NTP} \approx 45$ кэВ не вызывают капельного распыления пленочной мишени.

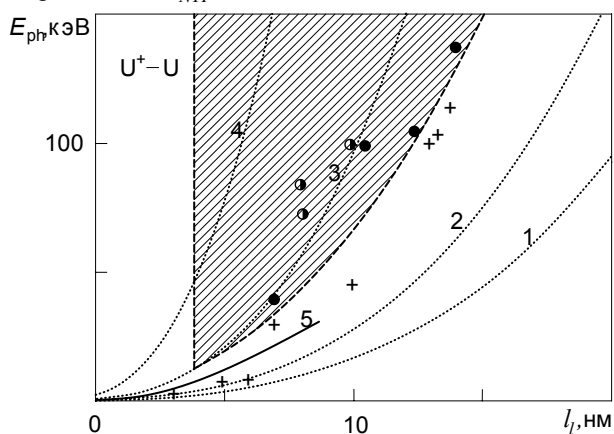


Рис. 4. Параметры приповерхностных субкаскадов с плавлением, образующихся при бомбардировке ионами U⁺ с энергией $E = 200$ кэВ поликристаллической мишени из урана. Зона капельного распыления отмечена штриховкой.

В случае массивной мишени область капельного распыления существенно расширяется, что обусловлено значительно меньшей величиной параметра $\beta \approx 1,022$, чем для пленочной мишени. В область капельного распыления попадает гораздо большее число приповерхностных каскадов (восемь из двенадцати отобранных субкаскадов с плавлением, см. рис. 3б) и, соответственно, возрастает средний коэффициент распыления $S \approx 3300$. Вероятность выброса капель составляет $w \sim 0,04$. Диаметры образующихся кратеров находятся в более широком интервале $6 \text{ nm} < D < 15 \text{ nm}$. Верхний конец кривой (5) соприкасается с областью капельного распыления. Соответствующие энергии ионов близки к $E_{NTP} \approx 45$ кэВ, то есть к пределу применимости модели нелокального термоупругого пика иона, экспертная оценка которого сама по себе довольно неопределенна. Тем не менее, предсказание

возможности капельного распыления ионами с энергией $E \sim 45$ кэВ с экстремально большой величиной коэффициента распыления $S \geq 10^4$, по нашему мнению, заслуживает экспериментальной проверки. В этом случае следует ожидать выброса с малой скоростью крупных одиночных капель, поскольку соответствующие пики на диаграмме фазового состояния мишени лежат вблизи нижней границы зоны капельного распыления, и практически вся энергия упругонапряженного состояния уходит на отделение капли. Напротив, в случае пиков, расположенных выше нижней границы, сообщаемая капле энергия может значительно превышать величину, необходимую для отрыва. В этом случае следует ожидать дробления исходной капли на более мелкие фрагменты.

Аналогично, на рис.4 приведена область допустимых значений параметров E_{ph} и l_p приповерхностных субкаскадов, обеспечивающих капельное распыление массивной кристаллической урановой мишени (отмечена штриховкой), бомбардируемой ионами U⁺ с энергией 200 кэВ. В этом случае в результате 200 испытаний было отобрано 15 субкаскадов, порождающих пики с плавлением, из которых четыре пика обеспечивают капельное распыление (черные кружки) и еще три пика – капельное распыление с частичным испарением (черно-белые

кружки). Кривая 5, соответствующая зависимости $E_{ph} = E_{ph}(l)$ для пиков с энергией $E < E_{NTP} \approx 60$ кэВ, не имеет общих точек с областью капельного распыления (выделена штриховкой), поэтому не следует ожидать капельного распыления кристаллической урановой мишени низкоэнергетическими ионами U^+ . Диаметры образующихся кратеров находятся в интервале $3,5 \text{ нм} \leq D < 15 \text{ нм}$. Среднее значение коэффициента капельного распыления и вероятность выброса капель равны: $S \sim 2000$ и $w \sim 0,035$.

ВЫВОДЫ

1. На основании модели приповерхностного нелокального термоупругого пика (ПНТП) и компьютерного моделирования с использованием программного пакета SRIM 2008 разработан метод анализа процесса распыления мишеней при ионной бомбардировке для различных комбинаций “ион – мишень” с помощью диаграммы состояния материала мишени.

2. Моделирование с помощью программного пакета SRIM2008 показало, что при энергии ионов $E = 200$ кэВ для комбинаций “ $Au^+ - Au$ ” и “ $U^+ - U$ ” с поликристаллическими мишенями возможно образование НТП на основе приповерхностных (суб)каскадов с энергией фононных потерь, превосходящей энергию, необходимую для плавления материала мишени. Вероятность образования такого (суб)каскада составляет $\sim 0,06$ для “ $Au^+ - Au$ ” и $\sim 0,075$ для “ $U^+ - U$ ”.

3. Предложен критерий капельного распыления, применение которого к пикам с плавлением показало, что капельное распыление возможно из некоторых пиков с образованием кратера и выброса материала в виде капли. Вероятность такого события для ионов с энергией 200 кэВ составляет: $\sim 0,015$ (случай “ $Au^+ - Au$ ”, бомбардировка пленочного покрытия), $\sim 0,04$ (случай “ $Au^+ - Au$ ”, бомбардировка массивной мишени), $\sim 0,035$ (случай “ $U^+ - U$ ”, бомбардировка массивной мишени). Приведенная вероятность для случая “ $Au^+ - Au$ ”, бомбардировки пленочного покрытия совпадает, по порядку величины, с экспериментально определенной величиной [17]. Учет атомов, выбрасываемых из всех пиков, дает для трех рассмотренных случаев величины коэффициентов распыления 1900, 3300, 2000, соответственно.

4. В случае ионов Au^+ с энергией $E \leq E_{NTP}$ критерию капельного распыления удовлетворяют пики, образованные ионами с энергией $E = 44..45$ кэВ в массивном кристаллическом золоте. Для ионов U^+ возможно распыление аморфного урана ионами с энергией 5 кэВ ...25 кэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Raspylenie tverdykh tel ionnoj bombardirovke. Pod redaksiej R. Berish. M.: Mir, 1984. - 336 s.
2. Sigmund P. Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets // Phys.Rev. 1969. – Vol.184. – P.383-416.
3. Bouneau S., Brunelle A., Della-Negra S., Depauw J., Jacquet D., Beyec Y.L., Pautrat M., Fallavier M., Poizat J.C., Andersen H. H. Very large gold and silver sputtering yields induced by keV to MeV energy Au_n clusters ($n=1-13$) // Phys. Rev. B 2002. – Vol.65. – P.144106-8.
4. Donnelly S.E., Birtcher R.C. Heavy ion cratering of gold // Phys. Rev. B. – 1997. – Vol. 56, №21. – P. 13599 - 13602.
5. Birtcher R.C., Donnelly S.E., Schlutig S. Nanoparticle ejection from Au induced by single Xe ion impacts //Phys. Rev. Let. – 2000. – Vol.85, №3. - P. 4968 – 4971.
6. Kelly R. Theory of thermal sputtering //Rad. Effects. - 1977. - Vol. 32. - S. 91-100.
7. Johnson R.E., Evatt R. Thermal spikes and sputtering yields // Rad. Effects. – 1980. – Vol. 52.-P.187-190.
8. Vorob`eva I.V., Gegyzin Ja.E., Monastyrenko V.E., Perelygin V.P. Formirovanie poverkhnostnykh trekov tjazhelykh ionov v tverdykh telakh mekhanizmom "udarnoj volny // Fizika tverdogo tela. – 1984. – T.26. – S. 1964-1968.
9. Bitenskij I.S., Parilis E.S. Kaskadno-gidrodinamicheskij mekhanizm obrazovanija klasterov pri raspylenii tverdogo tela. // Poverkhnost'. – 1984. – № 7. – S. 14-21.
10. Davydov A.A., Kalinichenko A.I. Mekhanicheskie efekty vblizi ionnykh trekov i termicheskikh pikov // Voprosy atomnoj nauki i tekhniki. Serija: Fizika radiatsionnyh povrezhdenij i radiatsionnoe materialovedenie (36). - 1985. - №3. - S.27-30.
11. Kalinichenko A.I., Strel`nitskij V.E. Brittle fracture of material surface under low-energy ion bombardment // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research. – 2010. - Vol.B268. - Issue 13. - P. 2246-2248.
12. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. Effect kapel'nogo raspylenija pri obluchenii poverkhnosti metallov ionami nizkikh energij // Vesnik Tambovskogo universiteta. Serija: Estestvennye i tekhnicheskie nauki. – 2010. – T.15, vyp. 3. – S.849– 850.
13. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. Model' kapel'nogo raspylenija pri bombardirovke tverdogo tela nizkoenergeticheskimi ionami // Izvestija vuzov. «Fizika». - 2011, №1/2. - S. 324-328.
14. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. Osobennosti formirovanija termouprugikh pikov pri bombardirovke tjazhelykh metallov ionami nizkikh i promezhutchnykh energij // The Journal of Kharkiv National University, physical series “Nuclei, Particles, Fields”. - 2012- №991– Iss.1(53). - S.29-34.
15. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. - New York: Pergamon Press, 1996. – 297 p.
16. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. O formoobrazovanii kraterov pri ionnoj bombardirovke // Voprosy atomnoj nauki i tekhniki. Serija: Fizika radiatsionnyh povrezhdenij i radiatsionnoe materialovedenie (101). - 2013. - №2(84).- S. 128-133.
17. Birtcher R.C., Donnelly S.E. Radiation damage from single heavy ion impacts on metal surfaces // Proc. SPIE. – 1998. – Vol.3413. – P.174 - 182.

УДК 533. 915

ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОДОВ НА ЗАЖИГАНИЕ И ГОРЕНИЕ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

В.А. Лисовский^{1,2}, В.В. Малиновский¹, В.А. Деревянко¹

¹ Харьковський національний університет імені В.Н. Каразіна
61022, Харків, пл. Свободи 4, Україна

² Научний фізико-технологічний центр, 61022, Харків, пл. Свободи 6, Україна

E-mail: lisovskiy@yahoo.com

Received April 4, 2013 accepted May 14, 2013

В данной работе было исследовано влияние диаметра электродов (55 мм, 25 мм, 12 мм, 5 мм, 2,4 мм и 0,8 мм) на зажигание разряда в азоте и его режимы горения при расстоянии между электродами 25 мм. Получено, что уменьшение диаметра электродов привело при больших давлениях газа к зажиганию разряда при меньших напряжениях, чем для больших электродов, а в диапазоне низких давлений - к смещению кривых зажигания в область более высоких пробойных напряжений. Обнаружено, что все измеренные нами кривые зажигания пересекаются при давлении азота $p \approx 0,9$ Торр, близком к точке перегиба на кривых зажигания для больших электродов. Слева от точки перегиба искажение однородного распределения электрического поля между электродами небольшого диаметра затрудняет процесс ионизационного размножения в разрядном промежутке, и пробойное напряжение возрастает, а справа от точки перегиба в результате перераспределения электрического поля облегчаются условия для пробоя газа. Показано, что расширяющееся разрядное пятно быстро покрывает всю поверхность небольших электродов, поэтому нормальный режим может наблюдаться во всё более узком диапазоне разрядных токов, а уменьшение диаметра электродов снижает скорость роста разрядного тока с повышением напряжения. Отношение нормальной плотности тока к квадрату давления газа при различных диаметрах электродов и разрядных токах было определено из изломов на вольт-амперных характеристиках разряда и примерно равно $(J/p^2)_n \approx 0,233 \text{ mA}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})^2$, что хорошо согласуется с результатами других авторов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: тлеющий разряд постоянного тока, диаметр электродов, зажигание разряда, нормальный режим, аномальный режим, нормальная плотность тока

EFFECT OF THE FLAT ELECTRODE DIAMETER ON THE IGNITION AND BURNING OF DC DISCHARGE

V.A. Lisovskiy^{1,2}, V.V. Malinovsky¹, V.A. Derevyanko¹

¹ Kharkov National University, Svobody Sq.4, Kharkov 61022, Ukraine

² Scientific Center of Physical Technologies, Svobody Sq.6, Kharkov 61022, Ukraine

This paper studied the effect of electrode diameter (55 mm, 25 mm, 12 mm, 5 mm, 2.4 mm and 0.8mm) on the ignition of the discharge in nitrogen and its modes of burning at a distance between electrodes 25 mm. The decrease in the electrode diameter was found at large gas pressures to discharge ignition at lesser voltages than for large size electrodes and at low gas pressures to the shift of breakdown curves to higher breakdown voltages. We revealed that all breakdown curves we had registered intersected at the nitrogen gas pressure value of $p \approx 0.9$ Torr close to the inflection point of the breakdown curves for large electrodes. To the left of the inflection point the distortion of the uniform distribution of the electric field between the electrodes of moderate diameter impedes the ionization multiplication within the discharge gap and the breakdown voltage grows, and to the right of the inflection point the conditions for gas breakdown became easier to meet due to the redistribution of the electric field. We found that the expanding discharge spot quickly covered all surface of moderate size electrodes, therefore the normal mode might be observed within a narrowing range of discharge current, whereas the decrease in the electrode diameter lowered the growth rate of the discharge current with the voltage increasing. We employed the dogleg feature of the current-voltage characteristics to determine the ratio of the normal current density to the gas pressure squared for different electrode diameter and gas pressure values to be about $(J/p^2)_n \approx 0.233 \text{ mA}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})^2$ what was in good agreement with the results of other authors.

KEY WORDS: DC glow discharge, the diameter of the electrode, the ignition of the discharge, normal mode, abnormal mode, the normal current density.

ВПЛИВ ДІАМЕТРУ ПЛАСКИХ ЕЛЕКТРОДІВ НА ЗАПАЛЮВАННЯ ТА ГОРІННЯ РОЗРЯДУ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ

В.О. Лісовський^{1,2}, В.В. Малиновський¹, В.О. Дерев'яноко¹

¹ Харківський національний університет, 61022, Харків, пл. Свободи 4, Україна

² Науковий фізико-технологічний центр, 61022, Харків, пл. Свободи 6, Україна

В цій роботі було досліджено вплив діаметра електродів (55 мм, 25 мм, 12 мм, 5 мм, 2,4 мм і 0,8 мм) на запалювання розряду в азоті і його режими горіння при відстані між електродами 25 мм. Отримано, що зменшення діаметра електродів призвело при великих тисках газу до запалювання розряду при менших напругах, ніж для великих електродів, а в діапазоні низьких тисків - до зміщення кривих запалювання в область більш високих пробійних напруг. Виявлено, що всі виміряні нами криві запалювання перетинаються при тиску азоту $p \approx 0,9$ Торр, близькому до точки перегибу на кривих запалювання для великих електродів. Зліва від точки перегибу викривлення однорідного розподілу електричного поля між електродами невеликого діаметра ускладнює процес іонізаційного розмноження в розрядному проміжку, і пробійна напруга зростає, а праворуч від точки перегибу в результаті перерозподілу електричного поля полегшуються умови для пробоя газу. Показано, що розрядна пляма, що розширюється, швидко вкриває всю поверхню невеликих електродів, тому нормальний

режим може спостерігатися у все більш вузькому діапазоні розрядних струмів, а зменшення діаметра електродів знижує швидкість зростання розрядного струму з підвищенням напруги. Відношення нормальної густини струму до квадрату тиску газу при різних діаметрах електродів і розрядних струмах було визначено зі зламів на вольт-амперних характеристиках розряду і приблизно дорівнює $(j/p^2)_n \approx 0,233 \text{ mA}/(\text{cm-Torr})^2$, що добре узгоджується із результатами інших авторів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: тліючий розряд постійного струму, діаметр електродів, запалювання розряду, нормальний режим, аномальний режим, нормальна щільність струму.

Тлеющий разряд постоянного тока широко используется в таких приборах тлеющего разряда, как газоразрядные стабилизаторы напряжения (стабилитроны), а также выпрямители с тлеющим разрядом и др. [1]. Для того чтобы корректно применять тлеющий разряд, необходимо знать условия его существования и количественные характеристики в различных газах, при различных размерах электродов, поэтому этот вопрос уже давно исследуется рядом научных групп [2, 3].

Как известно [2, 3], тлеющий разряд постоянного тока может гореть в нормальном и аномальном режимах. Нормальный режим наблюдается в диапазоне токов $10^{-4} - 10^{-1} \text{ A}$, его вольт-амперная характеристика представляет собой прямую, параллельную оси тока. В нормальном режиме только часть поверхности катода покрыта разрядом, с увеличением силы тока часть поверхности, занимаемая разрядом, возрастает, при этом плотность тока остается постоянной. Поверхность катода, покрытая свечением, пропорциональна силе тока в трубке, так что при увеличении или уменьшении силы тока плотность тока заметно не изменяется. Вместе с тем остаётся постоянным и катодное падение потенциала, это катодное падение называется нормальным катодным падением. Когда вся поверхность катода покрывается свечением, разряд переходит в аномальный режим с возрастающей вольт-амперной характеристикой.

В работах [3, 4] утверждается, что нормальный режим горения может наблюдаться только справа от минимума кривой зажигания тлеющего разряда (т.е. при $pL \geq (pL)_{\min}$, где L – расстояние между электродами, p – давление газа), а при меньших давлениях тлеющий разряд горит только в аномальном режиме. В то же время характеристики катодного слоя (катодное падение напряжения U_c , толщину катодного слоя d_c , отношение плотности тока к квадрату давления газа j/p^2) тлеющего разряда низкого давления в аргоне и азоте были измерены в работе [5] и получено, что нормальный режим горения может наблюдаться только справа от точки перегиба кривой зажигания тлеющего разряда. Авторы [5] заметили, что пороговое давление p_n для появления нормального режима горения находится справа от точки перегиба кривой зажигания тлеющего разряда. Этот вывод они подтвердили измерениями вольт-амперных характеристик разряда, а также визуальными наблюдениями свечения разряда вблизи катода. Полученный в [5] результат объясняется тем, что переход из таунсендовского разряда в тлеющий происходит таким образом, что слева от точки перегиба перераспределение потенциала (вызванное возмущением вакуумного поля E_{dc} возникающим пространственным зарядом) приводит к затруднению размножения электронов, в то время как справа от точки перегиба размножение электронов облегчается благодаря перераспределению потенциала, и разряд может гореть при меньших напряжениях. Следовательно, нормальный режим горения может наблюдаться только вблизи и справа от точки перегиба. Однако теоретическими выкладками этот вывод не был подтвержден.

Для параметров нормального тлеющего разряда (катодного падения потенциала U_n и плотности тока j_n) в случае геометрически подобных трубок, заполненных одним и тем же газом, при одном и том же материале электродов должны выполняться следующие законы подобия: а) $U_n = \text{const}$ не зависит от силы тока нормального тлеющего разряда и давления газа, б) $j_n/p^2 = \text{const}$ (нормальная плотность тока, деленная на давление газа в квадрате, является независимым параметром от величины разрядного тока), в) произведение давления газа и длины прикатодного слоя также не зависит от величины разрядного тока ($pl_n = \text{const}$) [6, 7]. После того, как вся поверхность катода оказывается покрытой разрядом, наблюдается переход к аномальному режиму горения, в котором соблюдаются иные законы подобия: $U = f_1(j/p^2)$, $pl = f_2(j/p^2)$ [3, 7]. В работе [8] приведена модель, которая описывает поведение величины j/p^2 (плотность тока, деленная на квадрат давления газа) в зависимости от величины катодного падения потенциала. Ward [9] с помощью численного моделирования показал, что существует постоянное значение плотности тока в нормальном тлеющем разряде, которое обеспечивает оптимальный уровень ионизации в катодном слое, что могло бы объяснить постоянство значения нормального напряжения, благодаря которому разрядное пятно с увеличением тока расширяется на катоде. Однако в нормальном тлеющем разряде могут наблюдаться отклонения от законов подобия [6, 10, 11].

В ряде работ экспериментально и с помощью численного моделирования изучалось поведение такого параметра в тлеющем разряде, как нормальное катодное падение напряжения U_n [12-17].

Имеется ряд работ, посвященных изучению радиальной структуры нормального режима разряда постоянного тока [17-25]. Авторами [21] было показано, что стабильность разряда, горящего в нормальном режиме, может быть объяснена наличием радиального электрического поля на границе плазма-слой, благодаря которому электроны удерживаются в плазменном столбе. Для исследования самостоятельных разрядов Voeuf [22] разработал двумерную модель, которая хорошо отображает характерные черты нормального режима и переход от нормального к аномальному режиму горения тлеющего разряда постоянного тока, учитывая влияние радиального электрического поля. Радиальное электрическое поле, которое образуется на границе плазма – слой, выталкивает электроны по направлению к центру отрицательного свечения тлеющего разряда, а

ионы - от центра.

Несколько работ посвящено изучению условий появления нормального режима разряда постоянного тока [5, 26-30]. В работе [26] аналитически показано, что на правой ветви кривой Пашена справа от точки перегиба относительно малое возмущение однородности поля, обусловленное пространственным зарядом, приводит к падающей вольт-амперной характеристике таунсендовского разряда и, как следствие, к его неустойчивости. Следствием этого является шнурование разряда и установление нормальной плотности тока, при которой разряд занимает только часть поверхности катода. В работе [27] построена математическая модель, при помощи которой получены вольт - амперные характеристики, описывающие различные формы горения тлеющего разряда постоянного тока. Обзорная работа [29] посвящена обобщению результатов моделирования газовых разрядов низкого давления и, в частности, изучению нормального режима постоянного тока.

В большинстве работ тлеющий разряд зажигался между плоскими параллельными электродами равной площади, занимающими всё поперечное сечение разрядной трубки. Однако практически в литературе нет данных, которые показывают влияние размеров плоских электродов на параметры плазмы разряда постоянного тока в коротких разрядных трубках. В связи с этим целью данной работы было изучить влияние размеров плоских катода и анода на зажигание и вольт-амперные характеристики тлеющего разряда постоянного тока.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для изучения влияния размеров плоских электродов на зажигание и вольт-амперные характеристики тлеющего разряда постоянного тока использовалась разрядная камера, схема которой показана на рис.1. Внутренний диаметр камеры был равен 56 мм. Эксперименты проводились с плоскими электродами из нержавеющей стали, диаметр которых был равен 55 мм, 25 мм, 12 мм, 5 мм, 2,4 мм и 0,8 мм. Расстояние между электродами было 25 мм. Это расстояние немного меньше радиуса разрядной трубки, поэтому для наибольшего диаметра электродов 55 мм распределение электрического поля в камере можно считать однородным. В этом случае справедлив закон Пашена [31-33] для зажигания разряда, что облегчает анализ полученных результатов и сравнение с данными других авторов.

Азот подавался в камеру с помощью системы напуска газа СНА-1. Для регистрации давления газа в диапазоне от 10^{-3} Торр до атмосферного был использован вакуумный термо-электрический датчик 13ВТ3-003. Откачка газа производилась с помощью форвакуумного насоса, что обеспечивало предельный вакуум порядка 10^{-3} Торр. Источник постоянного напряжения подключался к катоду, а анод был заземлен. В разрядную цепь подключалось внешнее сопротивление величиной 50 кОм, которое ограничивало ток и препятствовало возникновению катодных пятен. Эксперименты проводились при давлениях азота $p = 0,1 - 10$ Торр в диапазоне постоянного напряжения $U_{dc} \leq 3000$ В.

ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА ЭЛЕКТРОДОВ НА ЗАЖИГАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

Для зажигания тлеющего разряда необходимо, чтобы скорость рождения заряженных частиц вследствие ионизации молекул газа электронным ударом и вторичной ион-электронной эмиссии из поверхности катода была равна скорости потерь на стенках трубки вследствие диффузии и дрейфового ухода на электроды. Этот баланс должен выполняться в разрядных камерах любой геометрии.

На рис. 2 приведены кривые зажигания тлеющего разряда в азоте в камере, показанной на рис. 1, измеренные для различных диаметров электродов. Из рисунка видно, что кривые зажигания для диаметров 25 мм и 55 мм практически совпадают. Кривая зажигания, измеренная для диаметра электродов $D = 12$ мм, в диапазоне давлений азота менее 2 Торр близка к кривым зажигания для больших диаметров, но при высоких давлениях газа при $D = 12$ мм для зажигания разряда необходимы меньшие напряжения. Уменьшение диаметра электродов до $D = 5$ мм привело в диапазоне низких давлений к смещению кривой зажигания в область более высоких пробойных напряжений и увеличению давления газа в её минимуме. При давлениях азота выше 1 Торр эта кривая зажигания проходит заметно ниже, чем перечисленные выше кривые для больших диаметров электродов. При дальнейшем уменьшении диаметра электродов при низких давлениях газа для зажигания разряда нужно приложить гораздо большие напряжения, а минимум кривых зажигания становится более пологим и смещается в диапазон высоких давлений. В то же время при больших давлениях газа зажигание разряда между электродами малого диаметра происходит при напряжениях, меньших, чем для больших электродов.

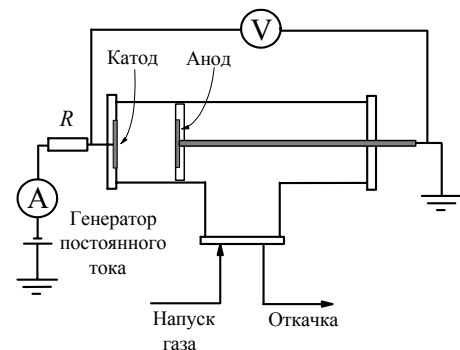


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

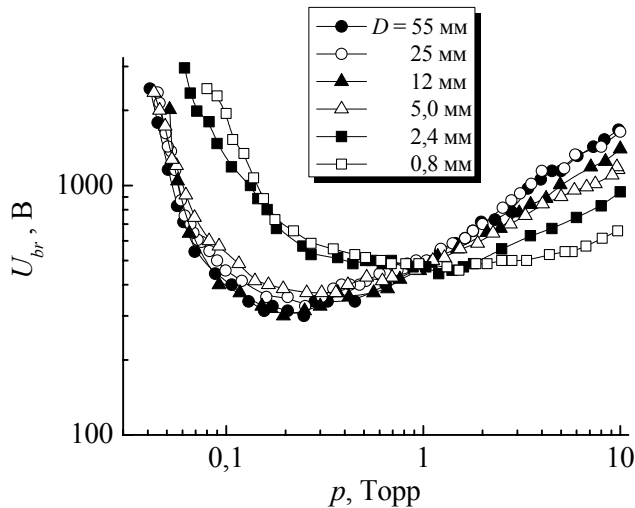


Рис.2. Кривые зажигания разряда постоянного тока в азоте при диаметрах электродов 55 мм, 25 мм, 12 мм, 5 мм, 2,4 мм и 0,8 мм.

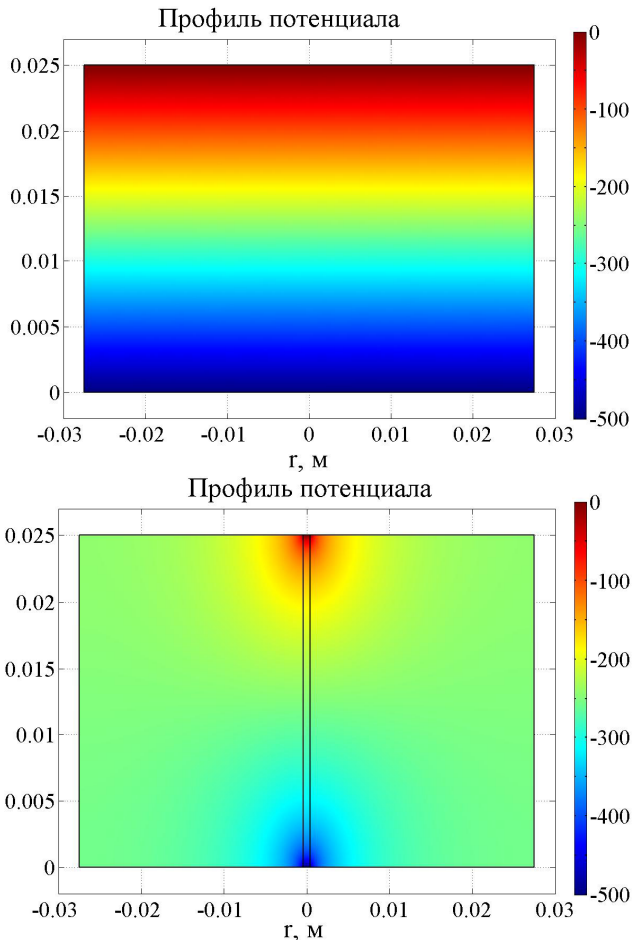


Рис. 3. Профили потенциала для диаметров электродов 55 мм и 0,8 мм.

процессы, принимающие участие в пробое газа.

На рис. 3 показаны профили потенциала, рассчитанные с помощью программы FemLab для электродов диаметром 55 мм и 0,8 мм. Соответственно, на рис.4 представлены осевые распределения потенциала и напряжённости электрического поля между этими же электродами. Из рисунков видно, что потенциал линейно изменяется между электродами большого диаметра, а поле сохраняется постоянным. Однако в случае маленьких электродов наблюдается сильная нелинейность потенциала.

Из рис. 2 видно, что все измеренные кривые зажигания пересекаются при давлении азота $p \approx 0,9$ Торр. Примерно при этом давлении кривые зажигания для больших электродов имеют точку перегиба. В случае однородного электрического поля E , которое наблюдается между плоскими электродами большого диаметра с небольшим расстоянием между ними, критерий пробоя газа в постоянном электрическом поле имеет вид

$$\gamma \cdot [e^{\alpha \cdot L} - 1] = 1, \quad (1)$$

где γ - коэффициент ион-электронной эмиссии материала катода, L - расстояние между электродами, α - первый коэффициент Таунсенда

$$\alpha = p \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (2)$$

A и B - константы, зависящие от сорта газа (в книге Райзера [2] приведены для азота следующие значения констант $A = 12 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ и $B = 342 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$). Подставив (2) в (1), получим выражение для пробойного напряжения

$$U = \frac{B \cdot p \cdot L}{\ln(A \cdot p \cdot L/\Gamma)}, \quad (3)$$

где $\Gamma = \ln((1+\gamma)/\gamma)$. Дважды про дифференцируем (3) по p и найдём давление газа в точке перегиба

$$p_{\text{inf}} = \frac{\Gamma \cdot e^2}{A \cdot L}, \quad (4)$$

e - основание натуральных логарифмов. Неизвестный коэффициент ион-электронной эмиссии материала катода γ определим из измеренных координат минимума кривой зажигания для диаметра электродов 55 мм ($U_{\text{min}} \approx 300 \text{ В}$, $p_{\text{min}} \approx 0,2 \text{ Торр}$) с помощью формулы (3)

$$\Gamma = A \cdot p_{\text{min}} \cdot L \cdot \exp\left(-\frac{B \cdot p_{\text{min}} \cdot L}{U_{\text{min}}}\right), \quad (5)$$

откуда имеем $\Gamma = 3,39$, $\gamma = 0,035$. Тогда из формулы (4) для расстояния между электродами $L = 25 \text{ мм}$ получим давление в точке перегиба $p_{\text{inf}} = 0,835 \text{ Торр}$, которое хорошо согласуется с давлением пересечения всех измеренных кривых зажигания.

На кривых зажигания, как измеренных, так и теоретически определенных, точка перегиба обычно не видна. Она появляется при анализе уравнения (3) вследствие сложной зависимости пробойного напряжения U от произведения давления газа и зазора между электродами pL . Но, как будет показано ниже, положение точки перегиба оказывает значительное влияние на

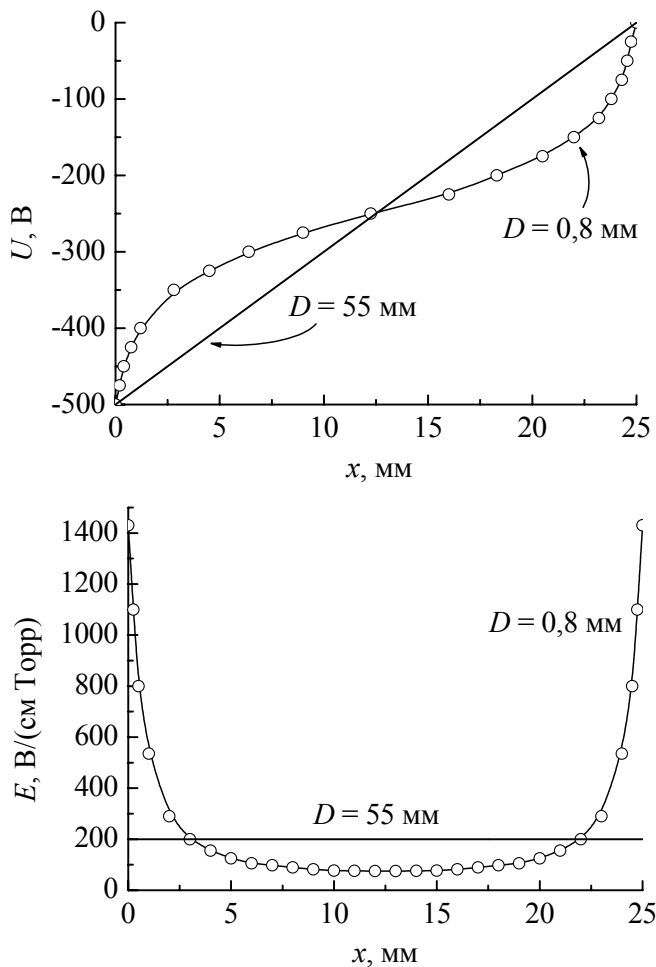


Рис. 4. Осевые распределения напряженности электрического поля и потенциала для диаметров электродов 55 мм и 0,8 мм.

потенциала между электродами, если напряжение между электродами $U = \left| \int_0^L E dx \right|$ одинаково для случаев

однородного и неоднородного распределений электрического поля, облегчает условия для пробоя газа, так как усиленное поле добавляет в интеграл (6) больше, чем ослабленное отнимает. Слева от точки перегиба ($E > Bp/2$) в результате перераспределения электрического поля процесс ионизационного размножения в разрядном промежутке затрудняется и пробойное напряжение возрастает, что и видно на рис. 2.

ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА ЭЛЕКТРОДОВ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

Теперь рассмотрим вольт-амперные характеристики разряда, измеренные при различных диаметрах электродов в широком диапазоне давлений газа и представленные на рис.5. При диаметре электродов 55 мм и давлениях азота менее 0,4 Торр разряд горел только в аномальном режиме, покрывая полностью поверхность электродов, при этом рост тока сопровождался ростом напряжения. Начиная с давления 0,4 Торр, при малых токах наблюдался также нормальный режим, в котором катод был покрыт только частично разрядом, а рост тока был вызван расширением разрядного пятна по поверхности катода при слабо изменяющемся напряжении между электродами. С ростом давления газа нормальный режим существует в более широком диапазоне разрядных токов. И при максимальном исследованном давлении азота 5 Торр разряд во всём исследованном диапазоне токов горел только в нормальном режиме.

Анализ приведенных на рис.5 результатов показывает, что уменьшение диаметра электродов снижает скорость роста разрядного тока с повышением напряжения. Расширяющееся разрядное пятно быстрее покрывает всю поверхность небольших электродов, поэтому нормальный режим может наблюдаться во всё более узком диапазоне разрядных токов. Так как при низких давлениях газа зажигание и поддержание разряда между малыми электродами было затруднено, то на рис.5д и е вольт-амперные характеристики представлены только для достаточно больших давлений азота.

Напряжённость электрического поля максимальна вблизи электродов, но при удалении от их поверхности быстро уменьшается. Так, если при напряжении между электродами 500 В и зазоре 2,5 см поле однородно и равно 200 В/см для больших электродов, то для диаметра электродов 0,8 мм напряжённость поля минимальна в центре разрядного промежутка и достигает 75 В/см.

Условием пробоя газа в плоском промежутке в случае неоднородного поля является [2]

$$\int_0^L \alpha [E(z)] dz = \ln(1 + 1/\gamma). \quad (6)$$

В электронной лавине, которая распространяется от катода к аноду, должно рождаться определённое число ион-электронных пар. Это число определяется только коэффициентом вторичной ион-электронной эмиссии и не зависит от того, происходит пробой в однородном или сильно неоднородном поле. Интеграл в формуле (6) в точности равен значению произведения $\alpha \cdot L$, соответствующему пробойному напряжению данного промежутка в однородном поле между большими плоскими электродами. В слабых электрических полях при росте E первый коэффициент Таунсенда α (2) увеличивается с нарастающей скоростью, а в очень сильных – скорость роста α уменьшается. Точка перегиба $\alpha(E)$ находится при напряжённости электрического поля $E = Bp/2$. Справа от точки перегиба неискажённое пробивающее поле $E < Bp/2$, а перераспределение

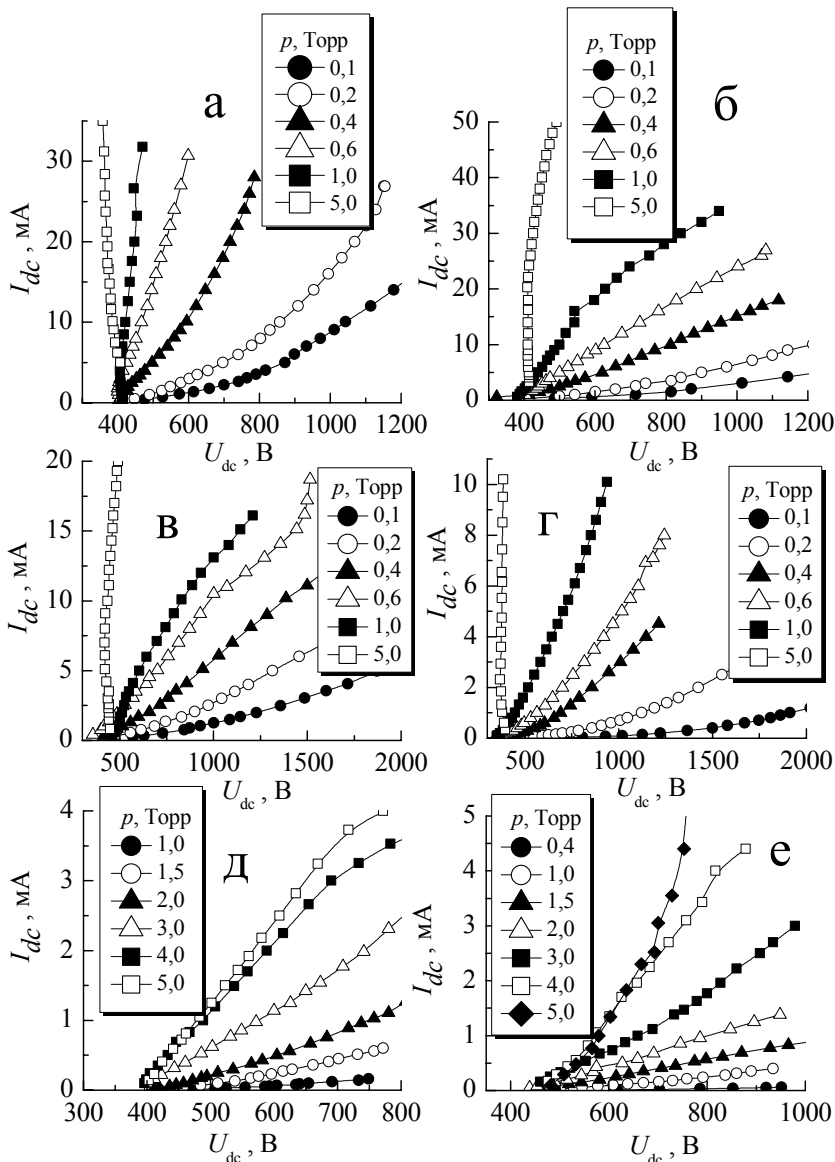


Рис.5. Вольт-амперные характеристики разряда при диаметрах электродов: а - 55 мм, б - 25 мм, в - 12 мм, г - 5 мм, д - 2,4 мм, е - 0,8 мм.

Теперь рассмотрим вольт-амперные характеристики разряда для нескольких фиксированных давлений газа и различных диаметров электродов.

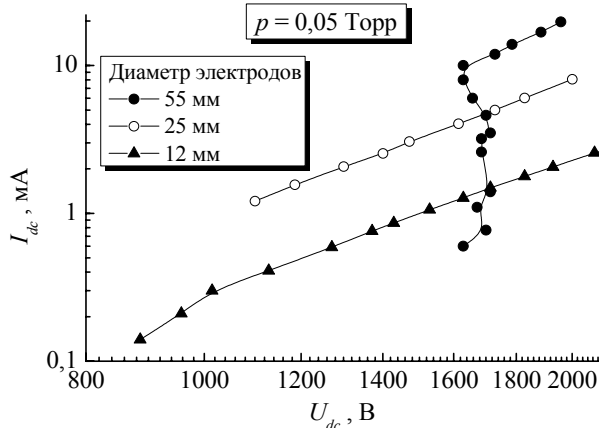


Рис.6. Вольт-амперные характеристики разряда при давлении азота 0,05 Торр и диаметрах электродов 55 мм, 25 мм и 12 мм.

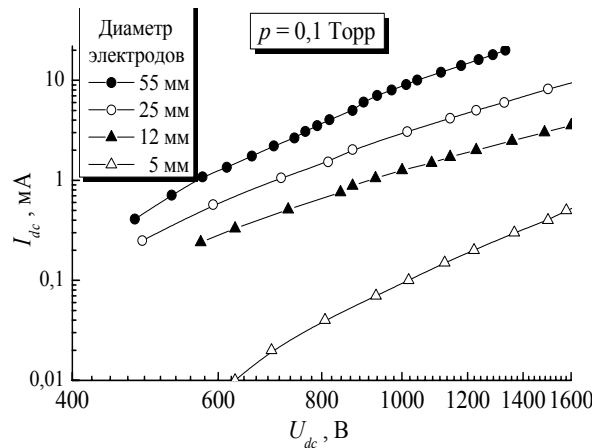


Рис.7. Вольт-амперные характеристики разряда при давлении азота 0,1 Торр и диаметрах электродов 55 мм, 25 мм, 12 мм и 5 мм.

На рис.6 показаны результаты для давления азота 0,05 Торр. Из рисунка видно, что для диаметра

электродов 55 мм при токах менее 10 мА разряд горит в затруднённом режиме. Особенностью такого режима является то, что разряд состоит только из катодного слоя, который полностью не помещается в зазоре между электродами, и для его поддержания нужны высокие напряжения [30, 34-40]. При достаточно большом разрядном токе вблизи анода формируется отрицательное свечение, и разряд переходит из затруднённого в аномальный режим. Если электроды не перекрывают всё поперечное сечение разрядной трубки, то затруднённый разряд не наблюдается и возможно горение аномального режима при более низких напряжениях между электродами. Это происходит потому, что на краях малых электродов силовые линии электрического поля более длинные, чем вблизи их оси, что облегчает процесс ионизации. Отметим также, что скорость роста разрядного тока одинакова для различных значений диаметров электродов.

На рис. 7 представлены вольт-амперные характеристики тлеющего разряда при давлении азота 0,1 Торр. В этом случае разряд горел не в затруднённом, а только в аномальном режиме. При этом давлении газа скорость роста разрядного тока также была примерно одинакова для различных значений диаметров электродов.

При давлении газа 1 Торр нормальный режим горения виден только на вольт-амперной характеристике для диаметра электродов 55 мм (рис. 8). Электроды меньших диаметров были полностью покрыты разрядом уже при самых низких токах, поэтому нормального режима для них не наблюдалось. Уменьшение диаметра электродов приводит к быстрому снижению разрядного тока.

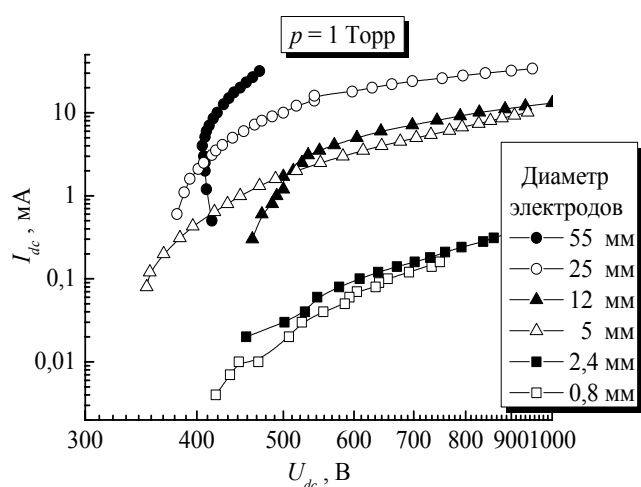


Рис.8. Вольт-амперные характеристики разряда при давлении азота 1 Торр и диаметрах электродов 55 мм, 25 мм, 12 мм, 5 мм, 2,4 мм и 0,8 мм.

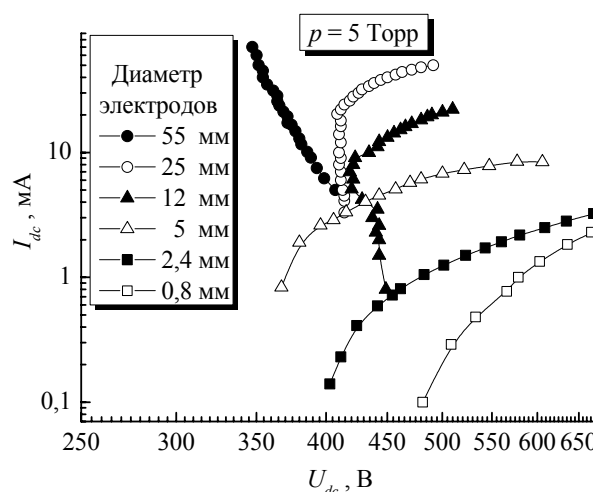


Рис.9. Вольт-амперные характеристики разряда при давлении азота 5 Торр и диаметрах электродов 55 мм, 25 мм, 12 мм, 5 мм, 2,4 мм и 0,8 мм.

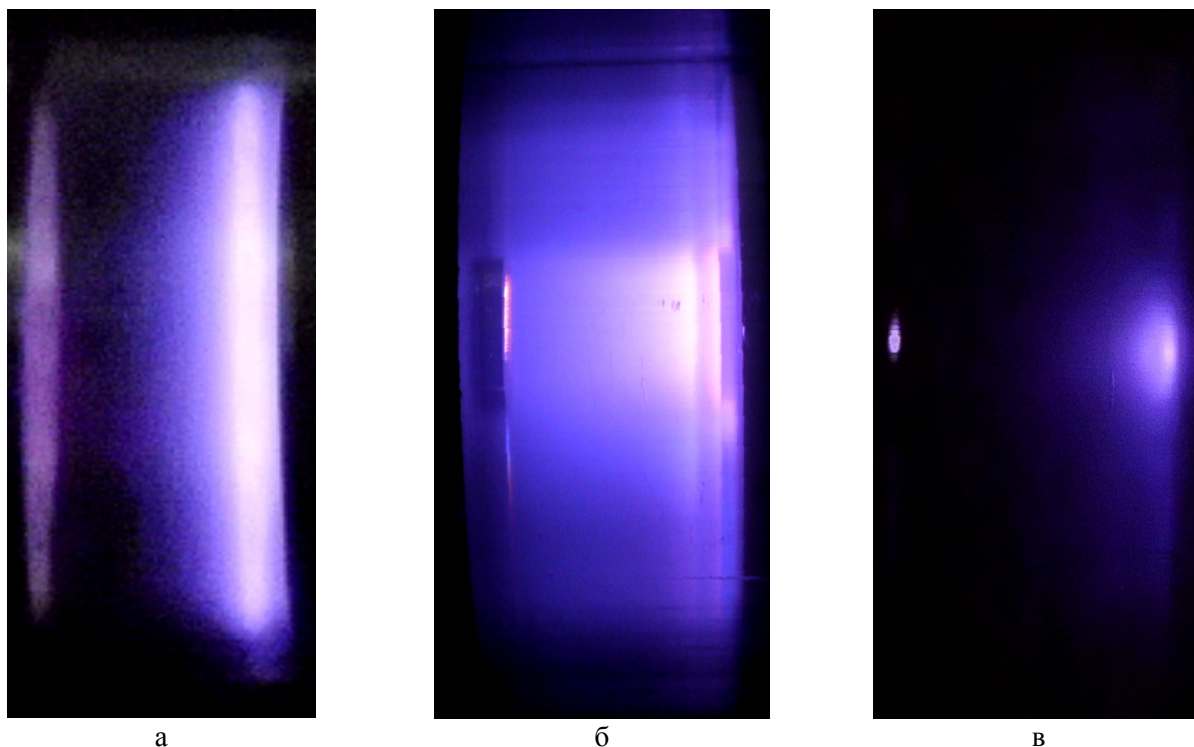


Рис. 10. Фотографии разряда при давлении азота 1 Торр и диаметрах электродов 55 мм, 12 мм и 0,8 мм.

При давлении газа 5 Торр разрядный шнур был узким и во всём исследованном диапазоне токов покрывал только часть поверхности электродов диаметром 55 мм, поэтому разряд горел в ярко выраженном нормальном режиме (рис. 9). Для электродов диаметром 25 и 12 мм вольт-амперные характеристики состоят из двух частей, соответствующих нормальному и аномальному режимам с резко выраженным переходом между ними. Для электродов диаметром 5 мм и менее нормальный режим не наблюдался, а монотонный рост тока с напряжением указывает на существование только аномального режима горения тлеющего разряда.

Фотографии разряда для диаметров электродов 55 мм, 12 мм и 0,8 мм и фиксированном давлении газа 1 Торр показаны на рис.10, при этом катод располагался справа, а анод слева. Во всех случаях, показанных на фотографиях, разряд горел в аномальном режиме, покрывая полностью поверхность электродов. Вблизи катодов видны тонкие катодные слои, которые затем переходят в протяжённое отрицательное свечение. Ближе к анодам наблюдаются тёмные фарадеевы пространства, а к самим анодам прижимаются анодные свечения.

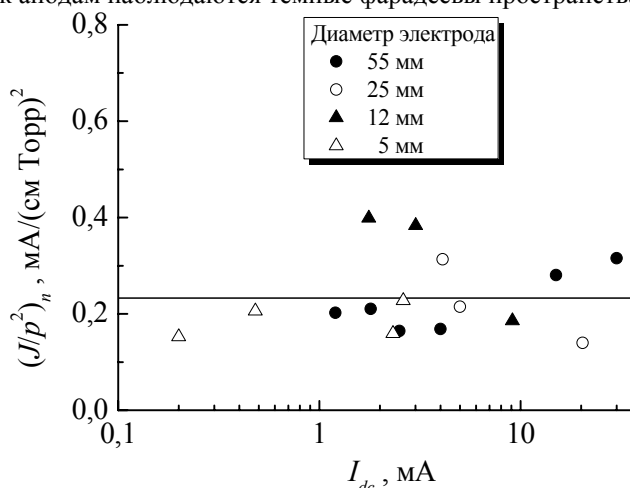


Рис.11. Зависимость отношения нормальной плотности тока к квадрату давления газа от разрядного тока для различных диаметров электродов.

Отношение нормальной плотности тока к квадрату давления газа при различных диаметрах электродов и разрядных токах было определено из вольт-амперных характеристик, приведенных на рисунках 5, 8 и 9. В нормальном режиме рост тока происходит при постоянном или даже уменьшающемся напряжении на электродах, а после полного покрытия поверхности катода дальнейший рост разрядного тока может происходить только при повышении напряжения. Этому переходу из нормального в аномальный режим на вольт-амперной характеристике соответствует хорошо выраженный излом. Разделив величины разрядного тока в этом изломе на площадь электрода и квадрат давления газа, можно получить значения параметра подобия $(J/p^2)_n$, приведенные на рис. 11. Показанные на рисунке результаты хорошо описываются постоянным значением $(J/p^2)_n \approx 0,233 \text{ mA}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})^2$. Авторы работы [40]

для азота и катода из нержавеющей стали получили значение $(J/p^2)_n \approx 0,32 \text{ mA}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})^2$, при этом они находили нормальную плотность тока, фотографируя разрядное пятно на катоде и определяя его площадь при известных величинах тока и давлениях газа. Измеряя ток в момент полного покрытия катода нормальным разрядом при различных давлениях азота в широком диапазоне расстояний между электродами, авторы [41] определили величину отношения нормальной плотности тока к квадрату давления газа $(J/p^2)_n \approx 0,22 \text{ mA}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})^2$. Следовательно, можно сделать вывод, что наши экспериментальные результаты близки к данным, полученным другими авторами.

ВЫВОДЫ

В данной работе было исследовано влияние диаметра электродов на пробой газа и режимы горения разряда в азоте при расстоянии между электродами 25 мм. Эксперименты проводились с плоскими электродами диаметром 55 мм, 25 мм, 12 мм, 5 мм, 2,4 мм и 0,8 мм.

Были измерены кривые зажигания тлеющего разряда постоянного тока. Показано, что уменьшение диаметра электродов привело в диапазоне низких давлений к смещению кривых зажигания в область более высоких пробойных напряжений, а при больших давлениях газа зажигание разряда между электродами малого диаметра происходит при напряжениях, гораздо меньших, чем для больших электродов.

Получено, что все измеренные кривые зажигания пересекаются при давлении азота $p \approx 0,9$ Торр, которое хорошо соответствует положению точки перегиба на кривых зажигания для больших электродов. Справа от точки перегиба искажение однородного распределения электрического поля между электродами небольшого диаметра облегчает условия для пробоя газа, а слева от точки перегиба в результате перераспределения электрического поля процесс ионизационного размножения в разрядном промежутке затрудняется и пробойное напряжение возрастает.

Показано, что уменьшение диаметра электродов снижает скорость роста разрядного тока с повышением напряжения. Расширяющееся разрядное пятно быстрее покрывает всю поверхность небольших электродов, поэтому нормальный режим может наблюдаться во всё более узком диапазоне разрядных токов.

Из изломов на вольт-амперных характеристиках разряда определены значения параметра подобия $(J/p^2)_n$ для нормального режима разряда, которые хорошо описываются постоянным значением $(J/p^2)_n \approx 0,233 \text{ mA}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})^2$ и удовлетворительно согласуются с результатами других авторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Katsnelson B.V., Kalugin A.M., Larionov A.S. Electric vacuum electron and ion devices. - Moscow: Energy, 1976. - 920p.
2. Raizer Yu.P. Gas Discharge Physics. - Berlin: Springer, 1991. - 449 p.
3. Granovskiy V.L. Electric Current in a Gas. Steady-State Current. - Moscow: Nauka, 1971. - 490 p.
4. Vlasov V.V., Gyseva L.G., Klarfeld B.N. Transition of one type glow discharge into another // Oxford Contrib. Papers, 10th ICPiG. - 1971. - P. 98.
5. Lisovsky V.A., Yakovin S.D. Scaling Law for a Low-Pressure Gas Breakdown in a Homogeneous DC Electric Field // JETP Letters. - 2000. - Vol. 72, № 2. - P. 34-37.
6. Chistyakov P.N. Scaling laws in the normal glow discharge in neon and argon // Zhurn. Tekhn. Fiz. - 1971. - Vol. 41, № 8. - P. 1672-1674.
7. Korolev Yu.D. Interpretation of the phenomenon of constancy of the current density in the normal glow discharge// Sov. Phys. Tech. Phys. - 1987. - Vol.32, №2. - P. 231-233.
8. Fujii K. Transition mechanism from Townsend discharge to normal glow discharge // J. Appl. Phys. - 1973. - Vol. 13, № 3. - P. 573-574.
9. Ward A. Calculations of Cathode-Fall Characteristics // J. Appl. Phys. - 1962. - Vol. 33, № 9. - P. 2789-2796.
10. Cicala G., Tommaso E., Raino A.S., Lebedev Yu. A., Shakhmatov V.A. Study of positive column of glow discharge in nitrogen by optical emission spectroscopy and numerical simulation // Plasma Sources Sci. Technol. - 2009. - Vol. 18, №2. - P. 025032.
11. Nemchinsky V. A. Method to decrease the normal current density at the cathode of a glow discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1993. - Vol. 26, № 4. - P. 643-646.
12. Chistyakov P.N. Some dependencies of the normal cathode fall in inert gases // Zhurn. Tekhn. Fiz. - 1970. - Vol. 40, № 2. - P. 303-304.
13. Tran N., Marode E. Monte Carlo simulation of electrons within the cathode fall of a glow discharge in helium // Journal of Physics D: Applied Physics. - 1977. - Vol. 10, №16. - P. 2317-2328.
14. Kulikovskiy A.A. Hydrodynamic description of electron multiplication in the cathode region: elementary beams model // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1991. - Vol. 24, № 11. - P. 1954-1963.
15. Ward A. Effect of space charge in cold-cathode gas discharges // Phys. Rev. - 1958. - Vol. 112, № 6. - P. 1852-1857.
16. Guntherschulze A. Zusammenhang zwischen stromdichte und kathodenfall der Glimmentladung bei verwendung einer schutzringkathode und korrektion der temperaturerhöhung des gases // Mitteilung aus der Physikalisch - Technischen Reichsanstalt. - 1928. - Vol.26. - P. 358-379.
17. Melekhin V.N., Naumov N.Yu. On the nature of the cathode spot of a normal glow discharge// Sov. Tech. Phys. Lett. 1986. - Vol. 12, № 2. - P. 41-44.
18. Raizer Yu.P., Surzhikov S.T. More on the nature of the normal current density at the cathode of a glow discharge // Sov. Tech. Phys. Lett. 1987. - Vol.13, №3. - P. 186-188.
19. Petrovic Z.Lj., Phelps A.V. Constrictions in cathode-dominated, low-pressure argon discharges // IEEE Trans. Plasma Science - 1996. - Vol. 24, №1. - P. 107-108.
20. Petrovic Z.Lj., Donko Z., Maric D., Malovic G., Živanov S. CCD images of low-pressure low-current dc discharges // IEEE Trans. Plasma Science - 2002. - Vol. 30, № 1. - P. 136-137.
21. Engel A., Emeleus K.G., Kennedy M. Radial coherence of the normal glow discharge // Physics Letters A. - 1972. - Vol.42, №3. - P. 191-192.
22. Boeuf J.-P. A two-dimensional model of dc glow discharges // J. Appl. Phys. - 1988. - Vol. 63, № 5. - P. 1342-1349.
23. Ohuchi M., Kubota T. Monte Carlo simulation of electrons in the cathode region of the glow discharge in helium // Journal of Physics D: Applied Physics. - 1983. - Vol. 16, № 9. - P. 1705-1714.
24. Hartog E.A., Dought D.A. Laser optogalvanic and fluorescence studies of the cathode region of a glow discharge // Phys. Rev. - 1988. - Vol.38, № 9. - P. 2471-2474.
25. Goto M., Kondon Y. Monte Carlo simulation of normal and abnormal glow discharge plasmas using the limited weight probability method // Jpn. J. Appl. Phys. - 1998. - Vol. 37, № 1. - P. 308-312.
26. Kudryavtsev A.A., Tsandin L.D. Townsend Discharge Instability on the Right-Hand Branch of the Paschen Curve // Tech. Phys. Lett. - 2002. - Vol.28, №12. - P. 1036-1039.
27. Kudryavtsev A.A., Morin A.V., Tsandin L.D. Role of nonlocal ionization in formation of the short glow discharge // Technical Physics. - 2008. - Vol.53, № 8. - P. 1029-1040.
28. Moizhes B.Ya., Nemchinskii V.A. On the theory of the cathode layer glow // Zhurn. Tekhn. Fiz. - 1989. - Vol. 59, № 4. - P. 22-29.
29. Lister G. Low - pressure gas discharge modeling // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1992. - Vol. 25, №12. - P.1649-1680.
30. Guntherschulze A. Die behinderte Glimmentladung. II. // Z. Physik. - 1930. - Vol.61. - P.581-586.
31. Lisovskiy V.A., Koval V.A., Yegorenkov V.D. Dc breakdown of low pressure gas in long tubes // Physics Letters A. - 2011. - Vol. 375. - №19. - P.1986-1989.
32. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D., Yegorenkov V.D. Low-pressure gas breakdown in uniform dc electric field // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2000. - Vol. 33, № 21. - P. 2722-2730.
33. Lisovsky V.A., Yakovin S.D. Scaling Law for a Low-Pressure Gas Breakdown in a Homogeneous DC Electric Field // JETP Letters. - 2000. -Vol. 72, № 2. - P.34-37.
34. Penning F.M. Zweierlei negative Charakteristiken bei selbständigen Gasentladungen // Physik. Zeitschr. - 1932. - Vol.33. - P. 816-822.
35. Francis G. The glow discharge at low pressure // Encyclopedia of physics. - 1956. - Vol.22. - P. 53-208.
36. Doughty D.K., Lawler J.E. Optogalvanic effects in the obstructed glow discharge // Appl. Phys. Lett. - 1983. - Vol.43, № 3. - P.234-236.
37. Ganguly B.N., Garscadden A. Electric field and Doppler emission profile measurements in an obstructed hydrogen discharge // J. Appl. Phys. - 1991. - Vol.70, № 2. - P.621-627.

38. Donko Z., Rozsa K., Tobin R.C., Peard K.A. Modeling and measurements on an obstructed glow discharge in helium // *Phys. Rev. E.* – 1994. - Vol.49, № 4. - P.3283-3289.
39. Fukao M., Ishida M., Ohtsuka Y., Matsuo H. A simple electron gun by obstructed discharge and its discharge - sustaining mechanism // *Vacuum.* – 2000. - Vol.59, №1. - P.358-372.
40. Lisovskiy V.A., Kharchenko N.D. Normal mode of the longitudinal combined discharge in low pressure nitrogen // *The Journal of Kharkiv National University, physical series: Nuclei, Particles, Fields.* – 2010. – Vol. 889, №2/46/. - P. 74-82.
41. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D. Cathode Layer Characteristics of a Low-Pressure Glow Discharge in Argon and Nitrogen // *Technical Physics Letters.* - 2000. - Vol. 26, № 10. - P. 891–893.

УДК 533. 915

ЗАКОН ЧАЙЛЬДА-ЛЕНГМЮРА ДЛЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО КАТОДНОГО СЛОЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ

В.А. Лисовский^{1,2}, В.А. Деревянко^{1,2}, В.Д. Егоренков¹

¹ Харьковський національний університет імені В.Н. Каразіна
61022, Харків, пл. Свободи 4, Україна

² Научний фізико-технологічний центр МОН і НАН України
Харків, 61022, пл. Свободи, 6, Україна
e-mail: lisovskiy@yahoo.com

Received April 5, 2013; accepted May 18, 2013

В данной работе измерены толщина d катодного слоя и падение напряжения U на нем при различных токах I в азоте. При узких зазорах, когда разряд состоит только из катодного слоя и отрицательного свечения, практически все приложенное к электродам напряжение падает на катодном слое. Получено, что при давлениях азота $p < 1$ Торр, а также при $p > 1,5$ Торр справедлив столкновительный закон Чайльда-Ленгмюра с постоянной подвижностью ионов. При $1 < p < 1,5$ Торр ни один из законов Чайльда-Ленгмюра (с постоянными подвижностью или длиной свободного пробега ионов) не пригодны для описания катодного слоя в азоте. По-видимому, при $p < 1$ Торр в разряде преобладают ионы N^+ , а при $p > 1,5$ Торр - ионы N_4^+ . Эти ионы не испытывают перезарядки с молекулами N_2 и движутся в катодном слое с постоянной подвижностью. В диапазоне $1 < p < 1,5$ Торр в разряде присутствуют ионы N^+ , N_2^+ , N_3^+ и N_4^+ в сравнимых концентрациях, поэтому ни один из законов Чайльда-Ленгмюра не справедлив.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: тлеющий разряд, катодный слой, положительные ионы, азот, закон Чайльда-Ленгмюра

ЗАКОН ЧАЙЛЬДА-ЛЕНГМЮРА ДЛЯ КАТОДНОГО ШАРУ ТЛЮЩЕГО РОЗРЯДУ ІЗ ЗІТКНЕННЯМИ В АЗОТІ

В.О. Лісовський^{1,2}, В.О. Дерев'янка^{1,2}, В.Д. Єгоренков¹

¹ Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
61022, Харків, пл. Свободи 4, Україна

² Науковий фізико-технологічний центр МОН і НАН України
Харків, 61022, пл. Свободи, 6, Україна

В цій роботі виміряні товщина d катодного шару і падіння напруги U на ньому при різних струмах I в азоті. При вузьких зазорах, коли розряд складається лише з катодного шару і негативного світіння, практично вся прикладена до електродів напруга падає на катодному шарі. Отримано, що при тиску азоту $p < 1$ Торр, а також при $p > 1,5$ Торр справедливий закон Чайльда-Ленгмюра із зіткненнями з постійною рухливістю іонів. При $1 < p < 1,5$ Торр жоден із законів Чайльда-Ленгмюра (з постійними рухливістю або довжиною вільного пробігу іонів) не придатен для опису катодного шару в азоті. Мабуть, при $p < 1$ Торр в розряді переважають іони N^+ , а при $p > 1,5$ Торр - іони N_4^+ . Ці іони не відчувають перезарядки з молекулами N_2 і рухаються в катодному шарі з постійною рухливістю. У діапазоні $1 < p < 1,5$ Торр в розряді присутні іони N^+ , N_2^+ , N_3^+ і N_4^+ у порівнюваних концентраціях, тому жоден із законів Чайльда-Ленгмюра не справедливий.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: тліючий розряд, катодний шар, позитивні іони, азот, закон Чайльда-Ленгмюра

THE CHILD-LANGMUIR COLLISIONAL LAWS FOR THE CATHODE SHEATH OF GLOW DISCHARGE IN NITROGEN

V.A. Lisovskiy^{1,2}, V.A. Derevyanko^{1,2}, V.D. Yegorenkov¹

¹ V.N. Karaziv Kharkov National University
61022, Kharkov, Svobody sq. 4, Ukraine

² Scientific Center of Physical Technologies
Kharkiv, 61022, Svoboda Sq., 6, Ukraine

This communication reports the measurements of dc sheath thickness d together with the voltage drop U across it at different current I values in nitrogen. For the case of a narrow gap when the discharge consists only of a cathode sheath and a negative glow almost all voltage applied across the electrodes drops across the cathode sheath. We observe that at the nitrogen pressure $p < 1$ Torr, as well as for $p > 1.5$ Torr the Child-Langmuir collisional law version characterized by the constant ion mobility is valid. Within the pressure range of $1 < p < 1.5$ Torr none of Child-Langmuir law versions (with a constant mobility or a constant ion mean free path) are not applicable for the description of the dc cathode sheath in nitrogen. The available references enable us to conclude that at $p < 1$ Torr the discharge is dominated by N^+ ions whereas for $p > 1.5$ Torr N_4^+ ions dominate. These ions are not prone to charge exchange with N_2 molecules and they move in the dc cathode sheath with constant mobility. Within the pressure range of $1 < p < 1.5$ Torr the discharge contains N^+ , N_2^+ , N_3^+ and N_4^+ ions in comparable concentrations therefore none of the Child-Langmuir law versions can be valid.

KEY WORDS: glow discharge, the cathode sheath, positive ions, nitrogen, the Child-Langmuir law

Низкотемпературная плазма, широко применяемая во множестве технологических процессов (для осаждения тонких пленок, травления и модификации поверхности различных материалов, плазмохимии, накачки газовых лазеров и т.д.), обычно находится в замкнутых исследовательских или технологических разрядных камерах и контактирует с их стенками, а также электродами, ленгмюровскими зондами,

подложкодержателями и т.п. Между плазмой и окружающими ее частями разрядных камер формируется переходная область, которую называют приэлектродным (призондовым, пристеночным) слоем. Такой слой описывают с помощью соотношения, связывающего падение напряжения на слое U , толщины слоя d , а также плотности ионного тока через слой J . Это соотношение называют законом Чайльда-Ленгмюра [1-5]. Сначала Чайльд [6], а затем Ленгмюр [7, 8] теоретически рассмотрели задачу о плоском зазоре между холодным анодом и накаливаемым катодом, который эмитировал электроны, и, учитывая влияние отрицательного пространственного заряда на движение электронов от катода к аноду и пренебрегая их столкновениями с молекулами газа, получили следующее уравнение см. Либерман и Лихтенберг [4]:

$$J = K_i \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (1)$$

где $K_i = 200/243 = 0,82$ [4], ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, e – элементарный заряд, M – масса заряженной частицы. В законе (1) плотность ионного тока J пропорциональна падению напряжения на слое U в степени $3/2$, поэтому бесстолкновительный закон Чайльда-Ленгмюра называют законом “3/2”.

Чайльд и Ленгмюр рассматривали движение электронов между катодом и анодом, не учитывая возможное влияние пространственного заряда положительных ионов на характеристики приэлектродного слоя. Однако уже в последующей работе [9] Ленгмюр описал катодный слой тлеющего разряда, содержащий как электроны, так и положительные ионы, и подчеркнул важность учета именно пространственного заряда ионов. В катодном слое имеется сильное электрическое поле, которое выносит легкие подвижные электроны из слоя гораздо быстрее, чем ионы, поэтому концентрация положительных ионов больше, чем электронов. Следовательно, катодный слой имеет положительный пространственный заряд, который и влияет на распределение потенциала в слое, на его толщину, а также протекание потока положительных ионов, пришедших в слой из отрицательного свечения и ускоренных сильным электрическим полем к катоду.

Во многих случаях катодный слой тлеющего разряда не является бесстолкновительным, т.к. ионы, пересекающие слой, сталкиваются с молекулами газа. При этом для упрощения описания столкновительного движения предполагается, что либо длина свободного пробега λ_i , либо подвижность μ_i ионов не зависят от их скорости, а столкновительные законы (условно будем называть их также законами Чайльда-Ленгмюра) принимают вид, соответственно, см. Либерман и Лихтенберг [4]:

$$J = 1.68 \varepsilon_0 \left(\frac{2e\lambda_i}{M} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^{5/2}}, \quad (2)$$

$$J = \frac{9}{8} \varepsilon_0 \mu_i \frac{U^2}{d^3}. \quad (3)$$

Изложим краткую феноменологическую картину движения компонентов газового разряда, которая лежит в основе приведенных выше законов.

В слабых электрических полях E дрейфовая скорость ионов мала по сравнению с хаотической скоростью движения молекул газа, с которыми ионы сталкиваются при своем движении. Ион, приближаясь к молекуле газа, своим электрическим полем вызывает ее поляризацию, превращая ее в диполь, и затем с этим диполем взаимодействует. Движение иона под действием сил поляризации характеризуется более длинным свободным пробегом, сечение столкновений σ ионов с молекулами газа обратно пропорционально скорости ионов, $\sigma(V) \propto 1/V$, поэтому частота столкновений $\nu_m = N \cdot V \cdot \sigma(V)$ (N – концентрация молекул) и подвижность ионов μ_i не зависят от скорости иона V и сохраняются постоянными. В этом случае дрейфовая скорость ионов пропорциональна приведенному электрическому полю $V_{dr} \propto E/p$, где p – давление газа см. Чайльд [6].

В сильном электрическом поле дрейфовая скорость ионов значительно превышает тепловую скорость молекул, и поляризационное взаимодействие сменяется столкновениями, при которых ионы и молекулы газа можно описывать как твердые шары. При этих условиях сечение столкновений σ и длина свободного пробега λ_i ионов сохраняются постоянными. Практически постоянными сечением и длиной свободного пробега характеризуется также процесс резонансной перезарядки в сильном электрическом поле, который наблюдается при движении ионов в собственном газе см. МакДаниэль, Мэзон [10]. Положительный ион, пролетая мимо молекулы газа, даже без непосредственного столкновения с ней, может отобрать у нее один из валентных электронов, превратившись в нейтральную молекулу. В свою очередь, бывшая молекула, превратившись в ион, начинает ускоряться в электрическом поле. Дрейфовая скорость ионов в этом случае равна $V_{dr} \propto (E/p)^{0.5}$.

Для оптимального использования тлеющего разряда в плазменных технологиях, а также для теоретического предсказания его характеристик необходимо знать, какой из перечисленных выше законов Чайльда-Ленгмюра справедлив для описания процессов в катодном слое. В катодном слое обычно присутствует сильное электрическое поле, разгоняющее ионы до высоких энергий, благодаря чему влиянием сил поляризации на их движение в слое можно пренебречь. Эти силы поляризации заставляют ионы двигаться с постоянной подвижностью, а при пренебрежимой малости их влияния ионы должны сталкиваться с молекулами газа как твердые шары, двигаясь в режиме постоянной длины свободного пробега. В молекулярном

азоте N_2 должны преобладать молекулярные ионы N_2^+ , которые в катодном слое с сильным электрическим полем должны двигаться с постоянной длиной свободного пробега, испытывая резонансную перезарядку при столкновениях с молекулами N_2 . Поэтому можно ожидать, что характеристики катодного слоя лучше всего описываются законом Чайльда-Ленгмюра с постоянной длиной свободного пробега λ_i (законом «3/2») см. Райзер [5], Энгель [34].

Целью данной работы было определение толщины катодного слоя, падения напряжения на нем для различных плотностей разрядного тока и затем дальнейшее выяснение, какой из законов Чайльда-Ленгмюра наиболее пригоден для описания процессов в катодном слое. В предыдущей работе Лисовского и Егоренкова [11] такое исследование предлагалось выполнить в виде лабораторной работы, поэтому область параметров исследования там была по необходимости узкой. В настоящей работе область параметров экспериментов была значительно расширена. Кроме того, мы проанализировали возможные элементарные процессы, приводящие к той или иной версии закона Чайльда-Ленгмюра. Наши экспериментальные данные и их анализ, приведенные ниже, показывают, что катодный слой наилучшим образом описывается законом Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности ионов.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

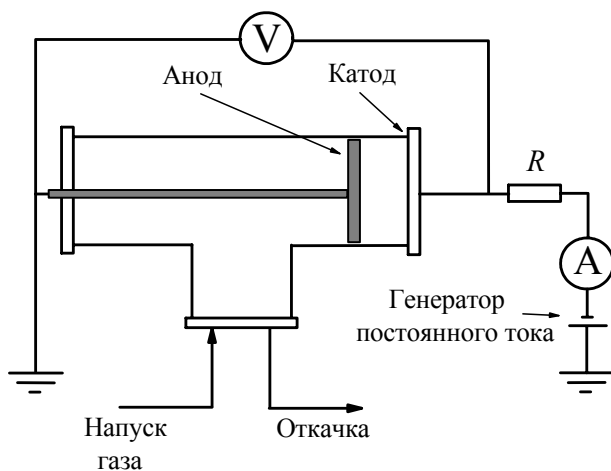


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки.

Для изучения характеристик тлеющего разряда постоянного тока использовалась разрядная камера, схема которой показана на рис.1. Кварцевая трубка имела внутренний диаметр 56 мм. Диаметры катода и анода были равны 55 мм. Анод был подвижным, его перемещение позволяло изменять межэлектродный зазор. Исследования проводились в диапазонах давлений азота $p = 0,04 - 2,5$ Торр и постоянных напряжений $U_{dc} \leq 3000$ В. Источник постоянного тока подключался к катоду, а анод был заземлен. Величина разрядного тока регистрировалась цифровым амперметром, а напряжение на разряде – цифровым вольтметром. В разрядную цепь подключалось внешнее сопротивление величиной 50 кОм, которое ограничивало ток и препятствовало возникновению катодных пятен. Исследуемый диапазон расстояний между электродами был от 5 до 50 мм.

Азот подавался в камеру с помощью системы напуска газа СНА-1. Откачка газа производилась с помощью форвакуумного насоса, что обеспечивало предельный вакуум порядка 10^{-3} Торр. Давление газа измерялось с помощью баратронов (capacitive manometers, MKS Instruments) 10 и 1000 Торр.

Теперь рассмотрим методику получения и обработки результатов, которая ранее была использована в [11]. Законы Чайльда-Ленгмюра (1)-(3) можно переписать в общем виде

$$I = C \cdot \frac{U^m}{d^n}, \quad (4)$$

где $I = JS$ - разрядный ток, S - площадь катода. Для бесстолкновительного закона (1) $m = 1,5$, $n = 2$; для столкновительных законов (2) и (3) $m = 1,5$, $n = 2,5$ и $m = 2$, $n = 3$, соответственно. Тогда наша задача сводится к простым измерениям разрядного тока I , падения напряжения на катодном слое U , а также толщины катодного слоя d для различных фиксированных давлений азота. Построив величины тока I от отношения U^m/d^n , выясним, для какой из пар m и n полученная зависимость будет хорошо описываться прямой линией, проведенной из начала координат. Тогда закон Чайльда-Ленгмюра, соответствующий данной паре m и n , будет пригоден для описания катодного слоя тлеющего разряда постоянного тока в азоте.

Сразу уточним, что для одного и того же набора измеренных величин разрядного тока, толщины катодного слоя и падения напряжения на нем отношение U^m/d^n будет сильно различаться для каждой из пар m и n . Поэтому для каждой величины давления азота нужно нормировать значения U^m/d^n следующим образом. Разделим значения отношения U^m/d^n на среднюю их величину для данной пары m и n , тогда можно будет сравнивать на одном графике зависимости для разных пар m и n .

Для определения толщины катодного слоя с помощью цифровой камеры с расстояния 1-1,5 м были сделаны фотографии разряда (см. рис.2) для ряда фиксированных давлений газа и различных разрядных токах. Одновременно фиксировалось напряжение между электродами. Подбиралась оптимальная величина ISO (светочувствительность матрицы), чтобы сделать разрядное свечение наиболее четким. С этой же целью полученные фотографии затем затемнялись. Такая обработка позволяла определять толщину катодного слоя с точностью 0,1 – 0,2 мм. При слишком большой величине ISO граница катодного слоя выглядит размытой, а

толщина слоя - заниженной. Поэтому нужно подбирать величину ISO, чтобы получить фотографию с четкой границей катодного слоя. Эта величина ISO зависит от давления газа и разрядного тока. Например, при низких давлениях (0,1 Торр и ниже) можно почти во всем диапазоне токов использовать ISO 800 и даже выше (но чрезмерное повышение ISO увеличивает зернистость снимка). Для больших давлений в диапазоне тока до 10 мА ISO было 800, для токов до 30 мА ISO 400, а для еще более высоких токов разряда использовалось ISO 200.

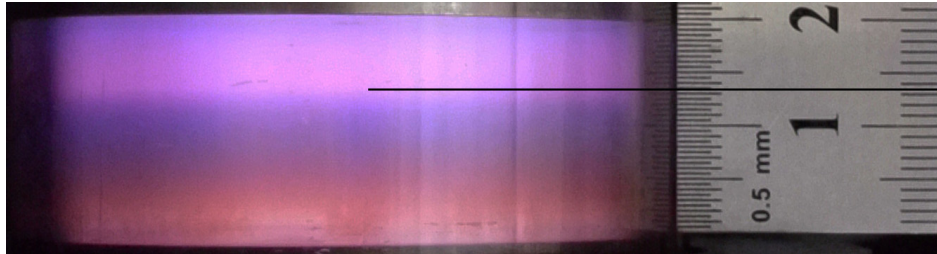


Рис.2. Фотография разряда при давлении азота 0,1 Торр, токе 4,5 мА и зазоре между электродами 20 мм.

Расстояние между электродами подбиралось таким, чтобы разряд состоял только из катодного слоя и небольшой части отрицательного свечения. Хорошо известно, что на отрицательном свечении падение напряжения мало [5], примерно 1 - 3 В, поэтому можно с хорошей точностью принимать, что падение напряжения между электродами (которое легко измеряется) примерно равно падению напряжения на катодном слое U . Для давлений азота $p \leq 0,1$ Торр использовалось расстояние между электродами $L = 50$ мм, для давлений $0,1 < p \leq 0,5$ Торр $L = 20$ мм, для давлений $0,5 < p \leq 1$ Торр $L = 10$ мм, а для более высоких давлений зазор между электродами был равен 5 мм. Давления азота выше 2,5 Торр не исследовались, так как толщина катодного слоя становится менее 1 мм, что затрудняло ее корректное измерение.

Отметим, что соотношения (2) и (3) не учитывают возрастающий с напряжением на катодном слое поток быстрых вторичных электронов, вышедших из катода вследствие ион-электронной эмиссии. Эти электроны пересекают катодный слой за короткое время, разрядный ток в слое переносится преимущественно положительными ионами, поэтому ролью электронов в (2) и (3) обычно пренебрегают.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

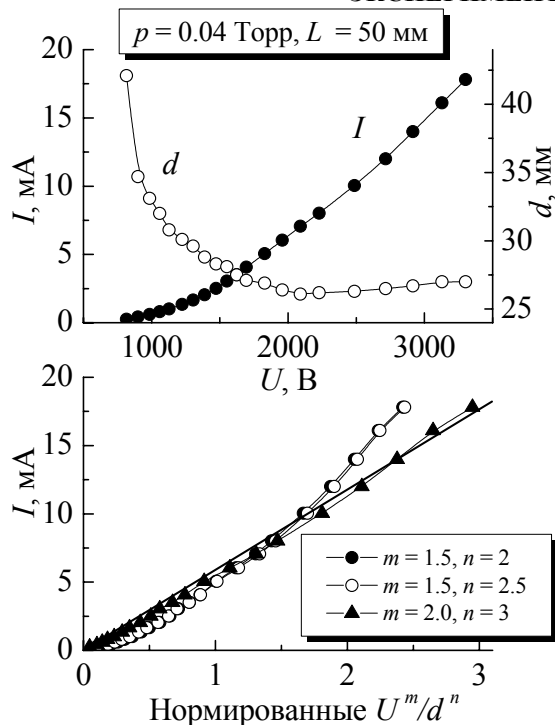


Рис.3. Зависимости разрядного тока I и толщины d катодного слоя от напряжения между электродами при давлении азота 0,04 Торр и зазоре $L = 50$ мм, а также тока I от нормированных значений U^m/d^n .

Полученные нами результаты для различных зазоров между электродами и давлений азота представлены на рис. 3-6. Для наименьшего исследованного в данной работе давления $p = 0,04$ Торр зазор был выбран равным $L = 50$ мм, так как для наименьшего тока 0,25 мА толщина катодного слоя немного превышала 42 мм (рис.3). При меньшем расстоянии между электродами разряд перешел бы в затрудненную форму (с практически вертикальной вольт-амперной характеристикой), в которой весь зазор занят только катодным слоем, а отрицательное свечение появилось бы только при высоких токах. Поэтому для анализа характеристик катодного слоя в широком диапазоне разрядных токов зазор должен быть достаточно большим, чтобы в нем поместились не только весь катодный слой, но и часть отрицательного свечения толщиной хотя бы в несколько миллиметров. Увеличение расстояния между электродами до $L = 100$ мм привело бы к появлению темного фарадеевского пространства с быстро возрастающим падением напряжения на его длине с удалением от катода, а при $L = 150$ мм вблизи анода наблюдался бы стратифицированный положительный столб со значительными перепадами потенциала. Дополнительную значительную ошибку в определение разности потенциалов на катодном слое вносит также падение напряжения на анодном свечении, которое как в воздухе, так и в азоте может достигать 14 В [5, 12]. Отметим, что анодное свечение появляется в виде тонкой светящейся пленки вблизи

поверхности анода только при достаточно больших расстояниях между электродами, когда анод находится не ближе, чем в середине темного фарадеевского пространства [12]. Поэтому для корректного применения данного метода для определения падения напряжения на катодном слое расстояние между электродами не должно быть ни чрезмерно малым, ни слишком большим.

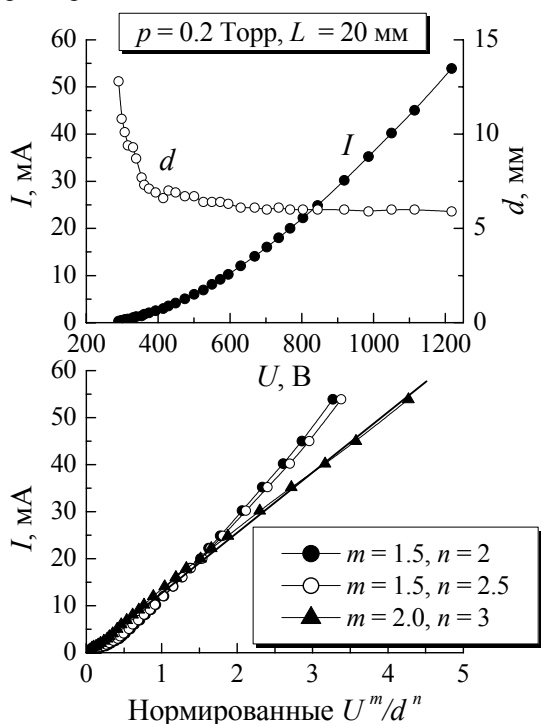


Рис.4. Зависимости разрядного тока I и толщины d катодного слоя от напряжения между электродами при давлении азота 0,2 Торр и зазоре $L = 20$ мм, а также тока I от нормированных значений U^m/d^n .

6 мм. Из рисунка видно, что линейной зависимостью хорошо описываются результаты для пары $m = 2$ и $n = 3$, то есть закон Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности ионов (3) должен применяться для описания катодного слоя и при этом давлении азота.

Отметим, что хорошая применимость Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности ионов (3) наблюдается вплоть до давления азота 0,8 Торр. При более высоких давлениях газа (от 1 Торр до 1,5 Торр включительно) трудно сделать вывод, какой из столкновительных законов Чайльда-Ленгмюра является предпочтительным для описания катодного слоя. Из рис.5 следует, что при давлении азота 1 Торр и расстоянии между электродами 10 мм в диапазоне малых токов (до 30 мА) катодный слой достаточно хорошо описывается законами Чайльда-Ленгмюра как для постоянной подвижности (3), так и для постоянной длины свободного пробега ионов (2). Но для более высоких разрядных токов характеристики катодного слоя в азоте не подчиняются ни одному из законов (1)-(3). На вольт-амперной характеристике перед погасанием разряда (для токов менее 5 мА) виден участок, соответствующий нормальному режиму, при котором разряд занимал только часть поверхности катода. Так как в данном эксперименте площадь, занимаемая разрядом на катоде, не определялась, то и плотность тока оценить было невозможно. Поэтому результаты для нормального режима не использовались для анализа применимости законов Чайльда-Ленгмюра для описания катодного слоя.

Так как толщина катодного слоя определялась из фотографий разряда с некоторой ошибкой, оценим ее влияние на нормированное значение U^m/d^n . Для этого рассмотрим экспериментальные результаты на рис. 5 для напряжения на электродах 439 В и разрядном токе 69,5 мА. Толщина катодного слоя d в этом случае была определена 1,7 мм. Погрешность $\Delta d = \pm 0,1$ мм ее измерения показана на рис. 5. Расчет для $d = 1,6$ мм и 1,8 мм позволил выяснить, в каком диапазоне изменяется отношение U^m/d^n при наличии погрешности в определении толщины катодного слоя Δd . Максимальная ошибка в определении U^m/d^n получена для пары $m = 2$ и $n = 3$, соответствующей закону Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности (3), и приведена на рис.6 в виде горизонтального отрезка. Для двух других законов (1) и (2) эта ошибка примерно в 1,4 и 1,9 раза, соответственно, меньше, чем для (3), и на рисунке не показана. Учет ошибки измерения толщины d подтверждает приведенный выше вывод, что для данного давления азота 1 Торр в широком диапазоне разрядных токов трудно сделать вывод о предпочтительности одного из законов (2) и (3) для описания катодного слоя.

Из рис. 3 видно, что для данных давления азота и зазора между электродами разряд горел в аномальном режиме, полностью покрывая поверхность катода, при этом рост напряжения на электродах сопровождался увеличением разрядного тока и уменьшением толщины катодного слоя. (Исключением является только участок с большими напряжениями (выше 2500 В) и током (выше 10 мА), когда с повышением напряжения/тока толщина катодного слоя немного увеличивается. Причину этого явления еще предстоит выяснить.) Построив зависимость разрядного тока I от отношений U^m/d^n для различных пар m и n , мы получили, что во всем исследованном диапазоне разрядных токов на линейную зависимость укладываются только результаты для пары $m = 2$ и $n = 3$. Следовательно, при данных условиях катодный слой наилучшим образом описывается законом Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности ионов (3).

На рис. 4 представлены результаты для давления азота 0,2 Торр. Расстояние между электродами было выбрано 20 мм, так как при более длинных зазорах вблизи анода появляется анодное свечение. Разряд и в этом случае горел только в аномальном режиме, что позволяло использовать для анализа все измеренные результаты для данных зазора и давления. Толщина катодного слоя с ростом разрядного тока монотонно уменьшалась от 13 до 6 мм.

При давлениях азота выше 1,5 Торр ситуация изменяется в пользу закона Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности (3), который снова хорошо описывает катодный слой во всем исследованном нами диапазоне разрядных токов. Пример этого показан на рис. 6 для давления азота 2 Торр, при этом расстояние между электродами было уменьшено до 5 мм. Как и в предыдущем случае для давления 1 Торр, вольт-амперная характеристика содержит практически вертикальный участок, соответствующий нормальному режиму разряда. Нормальный режим подробно исследовался нами в работах [13, 14], поэтому здесь мы не будем уделять ему внимание. Отметим только, что при большом давлении газа хорошо видно, что толщина катодного слоя в нормальном режиме не сохраняется постоянной, а уменьшается с ростом разрядного тока. Особенно сильно этот эффект наблюдается при наименьших токах, когда плотность плазмы в разрядном шнуре мала, а его диаметр сравним с толщиной катодного слоя.

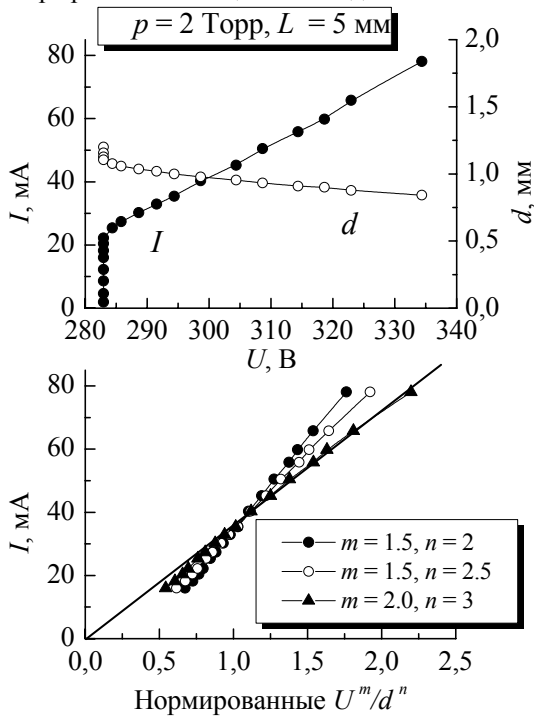


Рис.6. Зависимости разрядного тока I и толщины d катодного слоя от напряжения между электродами при давлении азота 2 Торр и зазоре $L = 5$ мм, а также тока I от нормированных значений U^m/d^n .

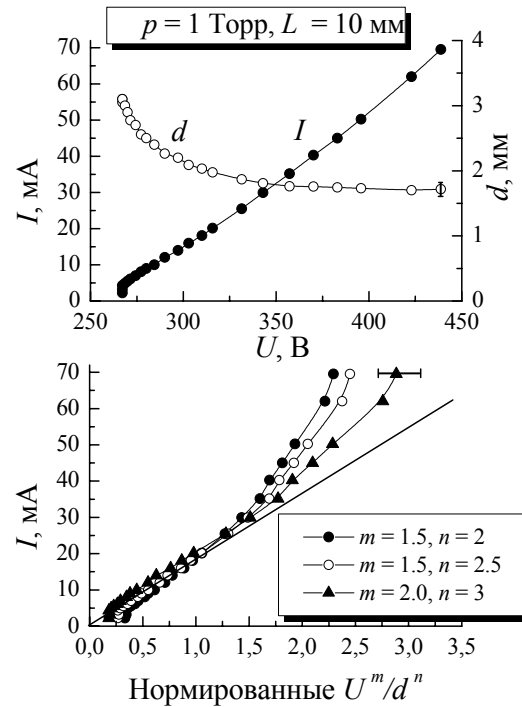


Рис.5. Зависимости разрядного тока I и толщины d катодного слоя от напряжения между электродами при давлении азота 1 Торр и зазоре $L = 10$ мм, а также тока I от нормированных значений U^m/d^n .

В газоразрядной плазме в азоте могут содержаться четыре основных типа положительных ионов: N^+ , N_2^+ , N_3^+ и N_4^+ [15-30]. Их концентрации значительно зависят от давления азота, напряженности приведенного электрического поля E/p . Более подробно рассмотрим работы, результаты которых хорошо согласуются с нашими данными. Автор работы [23] обнаружил, что при давлениях ниже 0,9 Торр доминируют ионы N^+ , при $p \approx 1$ Торр в разряде содержатся ионы N^+ , N_3^+ и N_4^+ с примерно равными концентрациями порядка 30 %, а при более высоких давлениях преобладают ионы N_3^+ и N_4^+ . В исследованном диапазоне давлений азота 0,5–1,4 Торр концентрация ионов N_2^+ монотонно уменьшалась от 12 % до 3 %. В работе [26] авторы получили, что в диапазоне давлений азота 0,075–0,175 Торр доминируют ионы N^+ , их было примерно в 5-6 раз больше, чем ионов N_2^+ . Для давления азота 0,075 Торр концентрации N_3^+ и N_4^+ были менее либо порядка 1 %, но для 0,175 Торр в слабом приведенном электрическом поле $E/p = 11$ В/(см Торр) их стало больше, чем ионов N_2^+ . Далее, результаты экспериментов [28] показали, что при давлении азота 0,512 Торр концентрация ионов N_2^+ в 8-15 раз больше, чем ионов N_4^+ и возрастает с повышением E/p , а для давления 0,845 Торр преобладают ионы N_4^+ . Более свежих работ об исследовании относительной концентрации ионов в азотной газоразрядной плазме нами не обнаружено.

Анализ литературных данных и наших результатов позволяет предположить, что ионы N_2^+ не являются доминирующими во всем исследованном нами диапазоне давлений азота. Если бы при каком-то давлении газа они преобладали, то выполнялся бы закон Чайльда-Ленгмюра для постоянной длины свободного пробега (2), который соответствует движению ионов через катодный слой в режиме перезарядки с молекулами азота. Ионы N_2^+ могут двигаться с постоянной подвижностью только в слабом приведенном электрическом поле $E/p < 30$ В/(см Торр) [26], когда на их движение основное влияние оказывают силы поляризационного взаимодействия с молекулами азота. В более сильном электрическом поле, которое и имеет место в катодном слое, при столкновении ионов N_2^+ с молекулами азота происходит резонансная перезарядка, которая без затрат энергии приводит к полной потере направленной скорости иона. Однако нами получено, что для описания

катодного слоя тлеющего разряда в азоте наиболее пригоден закон Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности ионов (3). В отличие от N_2^+ , ионы N^+ , N_3^+ и N_4^+ не перезаряжаются при столкновениях с молекулами азота и могут двигаться в режиме постоянной подвижности в гораздо более широком диапазоне E/p вплоть до нескольких сотен В/(см Торр) [22, 26]. Только в диапазоне давлений азота от 1 до 1,5 Торр закон Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности ионов (3) не может правильно описать катодный слой, что связано, по-видимому, с тем, что в разряде содержатся ионы N^+ , N_3^+ и N_4^+ с примерно равными концентрациями [23], но с заметно различающимися подвижностями.

Отметим, что поведение ионов азота в сильных приведенных электрических полях порядка нескольких и даже десятков тысяч В/(см Торр), которые могут наблюдаться в катодном слое, к настоящему времени остается не исследованным.

По-видимому, при давлениях азота менее 1 Торр преобладают ионы N^+ , на что указывают результаты работ [23, 26]. Как предполагают авторы [26], эти ионы могут появляться вследствие процесса диссоциативной ионизации



с пороговой энергией 24,3 эВ. Конечно, в самом катодном слое и даже в начале отрицательного свечения имеются столь быстрые электроны. Однако очевидно, что гораздо меньшая энергия потребуется для создания ионов N^+ , если молекулу азота сначала диссоциировать электронным ударом (9,78 эВ), а затем ионизовать получившийся атом азота (14,5 эВ) [5]:

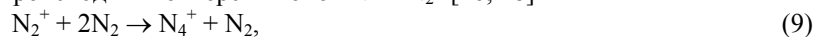


К тому же, потенциал ионизации атомарного азота примерно на 1,1 эВ ниже, чем для молекул N_2 (15,6 эВ [5]) в реакции прямой ионизации электронным ударом

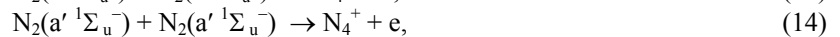
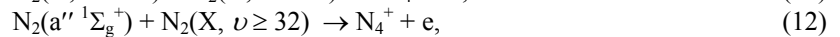
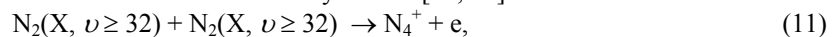


поэтому атомы азота являются легко ионизируемой добавкой к молекулярному азоту. Следовательно, можно ожидать, что при низких давлениях азота доминировать должны именно ионы N^+ .

При больших давлениях газа может происходить конверсия ионов N^+ и N_2^+ [26, 28]



скорость которой, как видно из реакций (9) и (10), пропорциональна квадрату давления азота [22]. Поэтому при больших давлениях азота должны преобладать ионы N_3^+ и N_4^+ . Ионы N_4^+ могут появляться также в ряде столкновений колебательно возбужденных и метастабильных молекул азота [32, 33]:



при этом с помощью кинетической модели [32] показано, что для давлений газа выше 1 Торр порядка 80 % положительных ионов рождается в процессах столкновений метастабильных молекул азота (13) и (14) с образованием ионов N_4^+ . Следовательно, становится ясным, почему для давлений азота выше 1,5 Торр катодный слой тлеющего разряда в азоте снова хорошо описывается законом Чайльда-Ленгмюра для постоянной подвижности ионов (3). Поэтому, полученные результаты находятся в хорошем согласии с кинетикой образования ионов азота.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе было выяснено, какой из законов Чайльда-Ленгмюра (бесстолкновительный, а также столкновительные с постоянной длиной свободного пробега и постоянной подвижностью положительных ионов) нужно использовать для описания катодного слоя тлеющего разряда в диапазоне давлений азота от 0,04 Торр до 2,5 Торр. Для этого были измерены толщина d катодного слоя и падение напряжения U на нем при различных токах I и давлениях газа p . Исследования проводились для достаточно узких зазоров, когда разряд состоит только из катодного слоя и отрицательного свечения, в этом случае практически все приложенное к электродам падение напряжения сосредоточено на катодном слое. Показано, что при давлениях азота $p < 1$ Торр, а также при $p > 1,5$ Торр характеристики катодного слоя хорошо описываются столкновительным законом Чайльда-Ленгмюра с постоянной подвижностью ионов. Из литературных источников можно сделать вывод, что при $p < 1$ Торр в разряде должны доминировать ионы N^+ , а при $p > 1,5$ Торр в ряде процессов преимущественно должны рождаться ионы N_4^+ . Эти ионы движутся в катодном слое с постоянной подвижностью, так как не испытывают резонансную перезарядку с молекулами азота. В диапазоне давлений азота $1 < p < 1,5$ Торр катодный слой не подчиняется ни одному из законов Чайльда-Ленгмюра (с постоянной подвижностью и длиной свободного пробега ионов), так как при этих условиях ионы N^+ , N_2^+ , N_3^+ и N_4^+ содержатся в разрядной плазме в сравнимых концентрациях. Таким образом, мы связываем возможные механизмы кинетики образования ионов азота с наблюдаемыми вольт-амперными характеристиками разряда в азоте.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Schmidt B., Wetzig K. Ion Beams in Materials Processing and Analysis. – Wien: Springer, 2013. – 418 p.
2. Harry J. Introduction to Plasma Technology: Science, Engineering and Applications. – Weinheim: Wiley, 2010. – 215p.
3. Fridman A. Plasma Chemistry. – Cambridge: Cambridge University Press, 2008. – 978 p.
4. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of plasma discharges and materials processing. - New York: Wiley, 2005. – 757p.
5. Raizer Y.P. Gas Discharge Physics. - Berlin: Springer, 1991. - 450p.
6. Child C.D. Discharge From Hot CaO // Phys. Rev. – 1911. – Vol. 32, №5. – P. 492-511.
7. Langmuir I. The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum // Phys. Rev. – 1913. – Vol.2, №6. – P. 450–486.
8. Langmuir I. The Effect of Space Charge and Initial Velocities on the Potential Distribution and Thermionic Current between Parallel Plane Electrodes // Phys. Rev. - 1923. – Vol.21, №4. – P. 419–435.
9. Langmuir I. The Interaction of Electron and Positive Ion Space Charges in Cathode Sheaths // Phys. Rev. - 1929. – Vol.33, №6. - P. 954–989.
10. McDaniel E.W., Mason E.A. The Mobility and Diffusion of Ions in Gases. - New York: Wiley, 1973. – 424p.
11. Lisovskiy V., Yegorenkov V. Validating the collision-dominated Child–Langmuir law for a dc discharge cathode sheath in an undergraduate laboratory // Eur. J. Phys. – 2009. – Vol. 30, № 6. – P. 13451351.
12. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D. Experimental Study of a Low-Pressure Glow Discharge in Air in Large-Diameter Discharge Tubes: I. Conditions for the Normal Regime of a Glow Discharge // Plasma Physics Reports. – 2000. – Vol.26, №12. – P.1066-1075.
13. Lisovskiy V.A., Kharchenko N.D., Fateev R.N. Normal mode of the dc discharge in low pressure nitrogen // The Journal of Kharkiv National University, Physical series: Nuclei, Particles, Fields. - 2009. - №4. - P.75-83.
14. Lisovskiy V.A., Artushenko E.P., Derevyanko V.A., Yegorenkov V.D. Normal and abnormal regimes of dc discharge burning in N₂O // Problems of Atomic Science and Technology. - 2013. - №1. - P.210-212.
15. Mitchell J.H., Ridler K.E.W. The speed of positive ions in nitrogen // Proc. of the Royal Society A. - 1934. - Vol.146, №10. - P. 911-921.
16. Varney R.N. Drift velocity of ions in oxygen, nitrogen, and carbon monoxide // Phys. Rev. - 1953. - Vol.89, №4. - P.708-711.
17. Kovar F.R., Beatty E.C., Varney R.N. Drift velocities of ions in nitrogen at various temperatures // Phys. Rev. - 1957. - Vol.107, №6. - P.1490-1492.
18. Dalgarno A. The mobilities of ions in their parent gases // Philos. Trans. Of the Royal Society A. - 1958. - Vol.250, №4. - P.426-439.
19. Saporoschenko M. Ions in nitrogen // Phys. Rev. - 1958. - Vol.111, №6. - P.1550-1553.
20. Varney R.N. Molecular ions // J. Chem. Phys. - 1959. - Vol. 31, № 5. - P.1314-1316.
21. Dahlquist J.A. Drift velocities of ions in nitrogen // J. Chem. Phys. - 1963. - Vol. 39, № 5. - P.1203-1206.
22. Woo Sh.-B. Conversion of ion types in nitrogen // J. Chem. Phys. - 1965. - Vol. 42, № 4. - P.1251-1261.
23. Saporoschenko M. Mobility of mass-analyzed N⁺, N₂⁺, N₃⁺, and N₄⁺ ions in nitrogen gas // Phys. Rev. - 1965. - Vol.139, №2A. - P.352-356.
24. Samson J.A.R., Weissler G.L. Mobilities of oxygen and nitrogen ions // Phys. Rev. - 1965. - Vol.137, №2A. - P.381-383.
25. Shanin M.M. Ion-molecule interaction in the cathode region of a glow discharge // J. Chem. Phys. - 1965. - Vol. 43, № 5. - P.1798-1805.
26. Keller G.E., Martin D.W., McDaniel E.W. General considerations concerning apparent mobilities in mixed ion populations: Drift velocities of mass-identified N⁺, N₂⁺, N₃⁺, and N₄⁺ ions in nitrogen // Phys. Rev. - 1965. - Vol.140, №5A. - P.1535-1546.
27. Bloomfield C.H., Hasted J.B. Interconversion of ions drifting in a gas // Brit. J. Appl. Phys. - 1966. - Vol.17, №4. - P.449-460.
28. McKnight L.G., McAfee K.B., Sipler D.P. Low-field drift velocities and reactions of nitrogen ions in nitrogen // Phys. Rev. - 1967. - Vol.164, №1. - P.62-70.
29. Moseley J.T., Snuggs R.M., Martin D.W., McDaniel E.W. Mobilities, diffusion coefficients, and reaction rates of mass-identified nitrogen ions in nitrogen // Phys. Rev. - 1969. - Vol.178, №1. - P.240-248.
30. Huntress W.T. Ion cyclotron resonance power absorption: Collision frequencies for CO₂⁺, N₂⁺, and H₃⁺ ions in their parent gases // J. Chem. Phys. - 1971. - Vol. 55, № 5. - P.2146-2155.
31. Guerra V., Galiaskarov E., Loureiro J. Dissociation mechanisms in nitrogen discharges // Chem. Phys. Lett. - 2003. - Vol.371, №5-6. - P.576-581.
32. Guerra V., Sa P.A., Loureiro J. Role played by the N₂(A ³Σ_u⁺) metastable in stationary N₂ and N₂–O₂ discharges // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2001. - Vol.34, №12. - P.1745-1755.
33. Guerra V., Sa P.A., Loureiro J. Electron and metastable kinetics in the nitrogen afterglow // Plasma Sources Sci. Technol. - 2003. - Vol.12, №4. - P.S8-S15.
34. Engel A.Von. Ionized Gases. – Oxford: Clarendon Press, 1955.

УДК 547.535.36

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И КАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАММА-АКТИВИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦ ZnO

Н.П. Дикий¹, А.Н. Довбня¹, Е.П. Медведева¹, И.Д. Федорец², Н.П. Хлапова²,
Ю.В. Ляшко¹, Д.В. Медведев¹

¹Институт физики высоких энергий и ядерной физики ННЦ ХФТИ
ул. Академическая, 1, 61108, г. Харьков, Украина

²Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, 61022, г. Харьков, Украина

e-mail: fedorets@univer.kharkov.ua

Received June 10, 2013

На примере модельной реакции исследована конверсия метанола на γ -активированных наночастицах ZnO при комнатной температуре. Активация наночастиц ZnO тормозным γ -излучением осуществлялась на сильноточном электронном ускорителе ННЦ ХФТИ при энергии электронов 22 МэВ и токе 500 мкА. Методами γ -спектрометрии, рентгеновской дифрактометрии и ИК-спектроскопии изучены элементный состав, кристалличность и характер межмолекулярного взаимодействия в образцах ZnO. Проанализированы особенности структурных превращений в γ -активированном ZnO и показано, что в его структуре не произошло существенных изменений: наночастицы ZnO сохраняют монофазность и кристалличность исходного состояния. Эффекты фотолюминесценции ZnO объяснены на диаграмме энергетических зон оксида. Высказано предположение, что наблюдаемое увеличение интенсивности свечения в случае γ -активированного ZnO достигается в результате взаимного усиления действия высокоактивных кислородных поверхностных центров и Оже электронов от ⁶⁵Zn. Резкое повышение каталитической активности ZnO после γ -активации приписано синергизму факторов ионизирующего излучения – больших ионизационных потерь Оже-электронов у поверхности наночастиц ZnO от ⁶⁵Zn – и воздействию высокорекреационных образований гетерогенного катализа.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: наночастицы ZnO, ускоритель электронов, γ -активация, рентгеновская дифрактометрия, ИК-спектроскопия, конверсия метанола, каталитическая активность ZnO

PHOTOLUMINESCENCE AND CATALYTIC PERFORMANCE OF GAMMA ACTIVATED ZnO NANOPARTICLES

N.P. Dikiy¹, A.N. Dovbnya¹, E.P. Medvedeva¹, I.D. Fedorets², N.P. Khlapova²,
Yu.V. Lyashko¹, D.V. Medvedev¹

¹National Scientific Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology"
Akademicheskaya st. 1, Kharkiv, Ukraine, 61108

²N.V. Karazin Kharkiv National University
Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine, 61022

A methanol conversion on γ -activated nanoparticles of ZnO is investigated at room temperature through the example of a model reaction. Activation of nanoparticles of ZnO is carried out by slowing-down γ - radiation on the high-current electronic accelerator in NSC KIPT at energy of electrons 22 MeV and a current 500 μ A. An element composition, crystallinity and character of an intermolecular interaction in samples of activated and initial nanoparticles of ZnO are studied by the methods of γ -spectroscopy, X-ray diffraction and IR-spectroscopy. The transformations were analysed and it was shown that there were no essential changes in the structure of ZnO: activated nanoparticles of ZnO maintained the monophase state and crystallinity of the initial state. The energy band diagram of nanoparticles of ZnO explains the photoluminescence results. Measurements of photoluminescence allow to suppose that the observed increase in intensity of luminescence in a case of γ -activated nanoparticles of ZnO is attained by a mutual amplification of the highly active oxygen superficial centers action and Auger electrons from ⁶⁵Zn. A considerable increase in catalytic activity of ZnO after its γ -activation is ascribed to the *synergy* of factors of ionizing radiation - noticeable ionization losses of Auger electrons near the surface of ZnO nanoparticles from ⁶⁵Zn - and influence of high-reactionary formations of a heterogeneous catalysis.

KEY WORDS: nanoparticles ZnO, electron accelerator, gamma-activation, X-ray diffractometry, IR-spectroscopy, methanol conversion, catalytic activity of ZnO

ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНТНІ ТА КАТАЛІТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ГАММА-АКТИВОВАНИХ НАНОЧАСТИНОК ZnO

М.П. Дикий¹, А.Н. Довбня¹, О.П. Медведева¹, І.Д. Федорець², Н.П. Хлапова²,
Ю.В. Ляшко¹, Д.В. Медведев¹

¹Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»
Україна, 61108, Харків, вул. Академічна, 1

²Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Україна, 61022, Харків, пл. Свободи, 4

На прикладі модельної реакції досліджена конверсія метанолу на активованих наночастицках ZnO при кімнатній температурі. Наночастички ZnO активовано гальмівним γ -виромінюванням на сильноточному електронному прискорювачі ННЦ ХФТИ при енергії електронів 22 Мев і струмі 500 мкА. Методами гама-спектрометрії, рентгенівської дифрактометрії і ІЧ-спектроскопії досліджено елементний склад, кристалічність і характер міжмолекулярної взаємодії в

зразках активованих і початкових наночастинок ZnO. Показано, що в структурі γ -активованого ZnO не сталося істотних змін: активовані наночастинок ZnO зберігають монофазність і кристалічність вихідного стану. Ефекти фотолюмінесценції ZnO пояснюються на діаграмі енергетичних зон оксиду. Висловлено припущення, що збільшення інтенсивності світіння, яке спостерігається у випадку γ -активованих наночастинок ZnO, досягається в результаті взаємного посилення дії високоактивних кисневих поверхневих центрів і Оже електронів від ^{65}Zn . Різке підвищення каталітичної активності ZnO після γ -активації віднесено до синергізму чинників іонізуючого випромінювання – великих іонізаційних втрат Оже-електронів біля поверхні наночастинок ZnO від ^{65}Zn і впливу високореакційних утворень гетерогенного каталізу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: наночастинок ZnO, прискорювач електронів, γ -активація, рентгенівська дифрактометрія, ІЧ-спектроскопія, конверсія метанолу, каталітична активність ZnO

ZnO – полупроводниковое соединение группы A^2B^6 с запрещенной зоной 3,37 эВ и энергией связи экситонов 60 мэВ широко используется в самых разнообразных областях современной акусто- и оптоэлектроники [1, 2]. Наличие полупроводниковых свойств, при большой ширине запрещенной зоны в УФ-области, делает этот оксид эффективным УФ-поглотителем и обеспечивает его применение в качестве фотоэлементов, люминофоров, фотокатализаторов, газовых сенсоров, элементов памяти, лазеров и т. д. [3]. Рекордная для твердотельных полупроводников энергия связи экситонов - их высокая устойчивость при $T = 300 \text{ K}$ - позволяет использовать ZnO в излучающих устройствах и чувствительных фотоприемниках УФ диапазона, в том числе и в лазерах, функционирующих при комнатной температуре [4]. Будучи оптически прозрачным, при введении добавок (легированием) ZnO может стать чрезвычайно электропроводным и может служить идеальным материалом для получения прозрачных проводящих пленок, прозрачных электродов для солнечных элементов и других компонентов современной оптоэлектроники [5].

С другой стороны, ZnO - это амфотерный оксид, обладающий значительной адсорбирующей и антибактериальной активностью, широко используется в медицинской практике [6,7]. Во многих лекарственных препаратах ZnO является или основной составляющей или одним из ведущих компонентов. К тому же, как амфотерное соединение, ZnO обладает отличной биосовместимостью, что, в сочетании с высокой электронной подвижностью в этом оксиде [8], обеспечивает его успешное использование в качестве высокочувствительных биосенсоров [2]. Эти же химические свойства – хорошая растворимость и в щелочной, и в кислотной среде – делают возможным получение ZnO и различных цинковых соединений в больших масштабах простыми, основанными на растворах, методами [9-13]. Наряду с этим, в силу нестехиометричности состава (отклонение в сторону избытка цинка), в структуре ZnO, путем варьирования условий его синтеза или термо-, фото- и радиационной обработкой, возможно достижение высоких концентраций активных дефектов (кислородных вакансий (V_O), междоузельных атомов цинка (Zn_i), вакансий цинка (V_{Zn}) и др.), обеспечивающих прогнозируемое изменение его свойств [13].

Наконец, ZnO является одним из материалов, привлекающих в последнее время огромный интерес в широком диапазоне технологических отраслей, ассоциируемых с нанотехнологией [14]. Альтерации структурных, морфологических, химических и физических характеристик ZnO при переходе его в наноразмерное состояние (нано-ZnO) сделали этот оксид чрезвычайно востребованным для новых приложений и в оптоэлектронике, и в экологии, и в биологии, и в медицине [2,7]. К примеру, нано-ZnO рассматривается в качестве одного из наиболее перспективных фотолюминофоров и фотокатализаторов [15-17]. Причем, как следует из результатов проводимых исследований, уменьшение размеров частиц ZnO обеспечивает существенное улучшение его эмиссионных характеристик и повышение фотокаталитической активности. Этим, очевидно, можно объяснить, что большая часть последних исследований сосредоточена на рассмотрении взаимосвязи размеров наночастиц ZnO с его фотолюминесцентными, фотокаталитическими и др. характеристиками [18,19]. Аналогично перспективным представляется использование нано-ZnO (наряду с оксидами других переходных металлов) и в области гетерогенного катализа [20-22]. По крайней мере, наиболее значительные достижения в этой области за последние пять лет связаны как раз с применением катализаторов на основе таких наноструктурированных оксидов, как ZnO, ZrO_2 и TiO_2 . Считается, что радикальной интенсификации каталитического процесса в данном случае способствует высокая площадь контакта ультрадисперсных частиц оксида с реакционной средой и, резко возросшая, вследствие этого, генерация высокорективных образований [20].

Вообще, на данный момент нано-ZnO входит в круг наиболее изучаемых наноматериалов. Закономерно, что при этом не мало работ посвящено анализу причин проявления в наноразмерных системах ZnO новых электронных, абсорбционных и эмиссионных свойств. К примеру, подробный анализ размерных эффектов (конфайнмента) в полупроводниковых системах и их влияние на функциональные характеристики материала представлен в [23-24]. Особое внимание, наряду с этим, уделяется получению и изучению свойств, чрезвычайно разнообразных по морфологии нано-ZnO. С успехом синтезируются монодисперсные частицы ZnO с четкими морфологическими характеристиками (сферические, эллипсоидальные, игольчатые, призматические, стержневидные и др.) и всесторонне исследуются свойства получаемых наночастиц. Эти уникальные наночастицы ZnO - нанополосы, нанокольца, наноспираль, нанопружины, наногребни, нанопроволоки, нанотрубки и др. - однозначно демонстрируют, что ZnO свойственно самое богатое среди всех материалов семейство наноструктур и, следовательно, самое большое разнообразие свойств [2].

В дополнение к этому, в последнее время все чаще стали появляться сообщения о разработке различных способов модификации структуры и свойств уже существующих наноматериалов на основе ZnO. Так, в [25] сообщается о возможности отжигом при различной температуре управлять плотностью дефектов в наноструктуре ZnO и, таким образом, целенаправленно изменять его электрические и оптические свойства. В [26] описано, как методом ионного легирования ZnO может быть преобразован до «разбавленных» магнитных полупроводников - перспективного материала для спинтроники. О влиянии электронного облучения на размер синтезируемых частиц ZnO и на их поглощающие свойства сообщается в [26]. Однако среди огромного числа опубликованных работ, как нам известно, отсутствуют сведения об использовании для модификации нано-ZnO ускорительной техники и высокочувствительных методов ядерно-физического анализа. Особый интерес, на наш взгляд, представляет повышение функциональных характеристик наноразмерного ZnO - фотолюминесцентных и каталитических - путем его гамма активации тормозным излучением электронного ускорителя. Предполагается, что существенное усиление эмиссии и повышение каталитической активности наночастиц ZnO в этом случае может быть достигнуто в результате синергетического эффекта воздействия реакционных кислородных соединений на поверхности частиц оксида и Оже электронов от ^{65}Zn .

Цель настоящей работы заключалась в изучении влияния γ -активации наночастиц ZnO на их фотолюминесцентные и каталитические свойства.

Для активации образцов оксида цинка использовалось тормозное γ -излучение линейного ускорителя электронов НИЦ ХФТИ. Экспериментальные данные о фазовом составе и кристаллической структуре ZnO получены с использованием методов рентгеновской дифрактометрии и ИК-спектроскопии. Спектры фотолюминесценции наночастиц ZnO получены при фотовозбуждении на длине волны 300 нм. Каталитическая активность наночастиц оксида цинка определялась по реакции дегградации метанола. Показано, что наночастицы ZnO после воздействия тормозного γ -излучения сохраняют высокий уровень кристалличности и монофазность исходного состояния. Гамма – активированные наночастицы ZnO обнаруживают увеличение интенсивности свечения и высокую эффективность в конверсии метанола при комнатной температуре.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

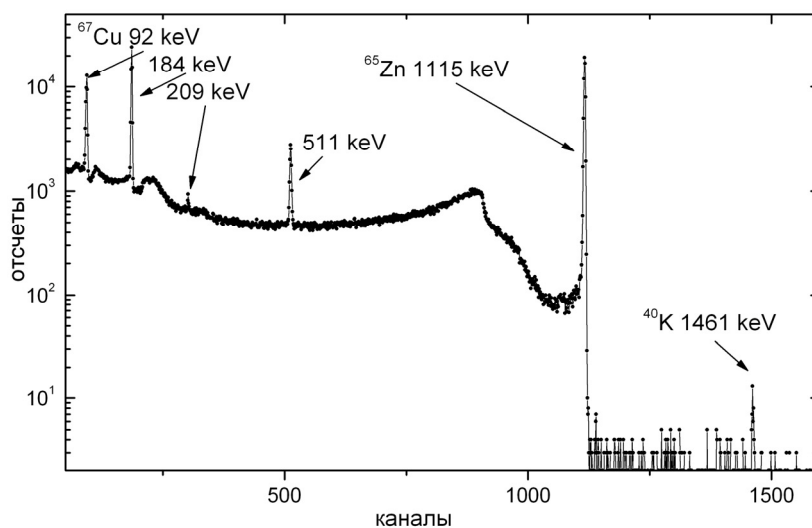
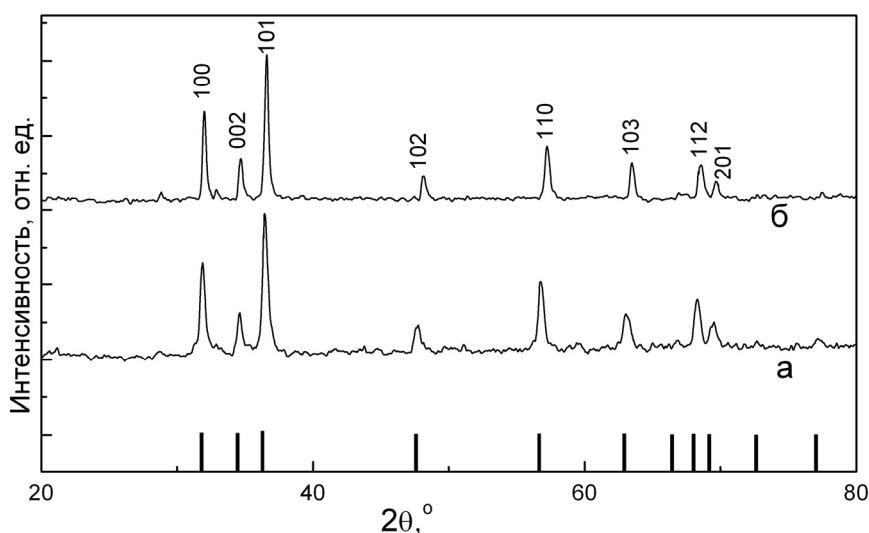
В качестве исходных материалов использовали нанопорошок ZnO фирмы Sigma-Aldrich (Product of USA). Для активации образцов ZnO использовалось тормозное γ -излучение линейного ускорителя электронов НИЦ ХФТИ с энергией электронов 22 МэВ и током 500 мкА. Спектр γ -излучения регистрировался Ge(Li)-детектором с энергетическим разрешением 3,25 кэВ по линии 1333 кэВ. Активация образцов проводилась на воздухе, температура образцов в процессе активации не превышала 35°C. Максимальная поглощенная доза при γ -облучении ($E_\gamma \sim 1,5-2$ МэВ) ZnO составила ~ 20 МГр. Для контроля фазового состава образцов до и после γ -активации использовался метод рентгеноструктурного анализа (РСА). Съемка рентгенограмм проводилась на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2 при ускоряющем напряжении 30 кВ и токе 10 мА на медном излучении CuK_α ($\lambda=1,5406\text{Å}$), при скорости сканирования 1°/мин, в диапазоне углов от 5 до 80°. Размер кристаллитов (L) в нано-ZnO рассчитывался по уширению линий с использованием программного обеспечения (Fityk). Регистрация ИК-спектров проводилась на спектрофотометре Specord-75 IR в диапазоне частот 4000–400 cm^{-1} на образцах в виде таблеток, приготовленных методом прессования с KBr. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) наночастиц ZnO регистрировали на спектрофлуорофотометре Hitachi F – 4010 в диапазоне длин волн 350 - 700 нм с использованием ксеноновой лампы с $\lambda = 300$ нм. Каталитическая активность нано-ZnO до и после γ -активации оценивалась по модельной реакции конверсии метанола. Выход продуктов реакции анализировали методом УФ-видимой-спектроскопии по их оптической плотности. Измерение оптической плотности продуктов реакции осуществлялось на спектрофотометре СФ-46 в видимой и УФ-областях спектра ($\lambda=200-600$ нм).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлен γ -спектр образца нанопорошка оксида цинка. Как видно из рис. 1, в γ -спектре оксида цинка, наряду с характерными для Zn γ -линиями из реакции $^{66}\text{Zn}(\gamma,n)^{65}\text{Zn}$ (наиболее интенсивная линия 1115,5 кэВ), дополнительно наблюдаются и линии изотопа меди $^{68}\text{Zn}(\gamma,p)^{67}\text{Cu}$ (линии с энергией 93; 184,5; 300 кэВ, соответственно).

На рис.2 (кривые *a* и *б*) представлены дифрактограммы порошков оксида цинка в исходном и γ -активированном состоянии. Вид этих дифрактограмм - характер расположения интерференционных максимумов, их ширина и интенсивность - указывают на высокую кристалличность и высокую чистоту (без каких-либо примесей) исследуемых образцов. Все дифракционные максимумы - группа из трех интенсивных пиков в начале спектра при брэгговских углах $2\theta = 31,7^\circ$; $34,4^\circ$ и $36,2^\circ$, небольшой пик при $2\theta = 47,6^\circ$ и три пика средней интенсивности, отстоящих друг от друга на небольшом расстоянии при $2\theta = 56,6^\circ$; $62,9^\circ$ и $68,2^\circ$ указывают на хорошее согласие структуры нанопорошков ZnO с гексагональной структурой вюрцита (JCPDS, 36-1451).

Как видно из рис.2, после γ -активации ZnO заметно понижается интенсивность пиков трех пиков в начале спектра при $2\theta = 31,7^\circ$; $34,4^\circ$ и $36,2^\circ$, а также пика при $2\theta = 47,6^\circ$. При этом наиболее значительное уменьшение интенсивности - почти в 1,3 раза - наблюдается в дифракционном максимуме при $2\theta = 34,4^\circ$.

Рис.1. γ -спектр образца наночастиц ZnO через 9 дней после активации на ЛУЭРис.2. Дифрактограммы наночастиц ZnO в исходном и γ -активированном состоянии
а, б - наночастицы ZnO до и после γ -активации

Замеченное уменьшение интенсивности интерференционных линий может быть следствием частичного искажения кристаллической решетки ZnO, в частности, в результате смещения атомов из идеальных положений [16]. Кроме этого, по дифракционным линиям видно небольшое сужение пиков. Это наблюдение указывает на то, что γ -активация приводит к увеличению среднего размера кристаллитов ZnO. Средние размеры кристаллитов L ZnO вычислялись по уширению линий по формуле Дебая – Шеррера:

$$L = 0,9\lambda / \beta \cos \theta ,$$

где λ – длина волны рентгеновского излучения (0,1540 нм), β – физическое уширение дифракционного максимума (в единицах радиан), θ - положение дифракционного пика. По результатам расчета средний размер кристаллитов в nano-ZnO до γ -активации составил ~ 57 нм, а после γ -активации ~ 65 нм. Таким образом, можно утверждать, что гамма-активация порошков ZnO, хотя и вносит некоторую дефектность в кристаллографическое распределение атомов в кристаллической решетке ZnO, однако не приводит ни к изменению фазового состава, ни к разрушению кристаллической структуры материала.

Этот факт подтверждают и результаты ИК-спектроскопии исходного и γ -активированного nano-ZnO, приведенных на рис. 3 (кривые а и б). Можно видеть принципиальное сходство спектральной картины наночастиц ZnO до и после их γ -активации. В обоих спектрах наблюдается широкая полоса поглощения в области $600 - 400 \text{ см}^{-1}$, ассоциируемая с решеточными колебаниями Zn–O - связей в тетраэдрических и гексагональных позициях ZnO. Наряду с этим, в спектрах присутствуют полосы поглощения, свидетельствующие о наличии в исходных реактивах (при синтезе оксида) органических веществ. Это полоса при 1050 см^{-1} , обусловленная валентным колебанием C–O–C связей, а также полосы с максимумом при 1334 и 1414 см^{-1} , относящиеся к валентным колебаниям C–H-групп и полоса с максимумом при 2300 см^{-1} ,

ассоциируемая с колебаниями C-N - групп. Широкий максимум при 3450 см^{-1} указывает на наличие гидроксильной (O-H) группы.

Несмотря на очевидное сходство ИК-спектров исходного и γ -активированного ZnO, эффекты радиационно-индуцированных превращений все-таки отражаются на конфигурации ИК-спектра ZnO после γ -активации оксида. По сравнению с исходным образцом, характеристическая полоса с максимумом при 434 см^{-1} в γ -активированном ZnO на 6 см^{-1} смещается в сторону более высоких частот и наблюдается при 440 см^{-1} .

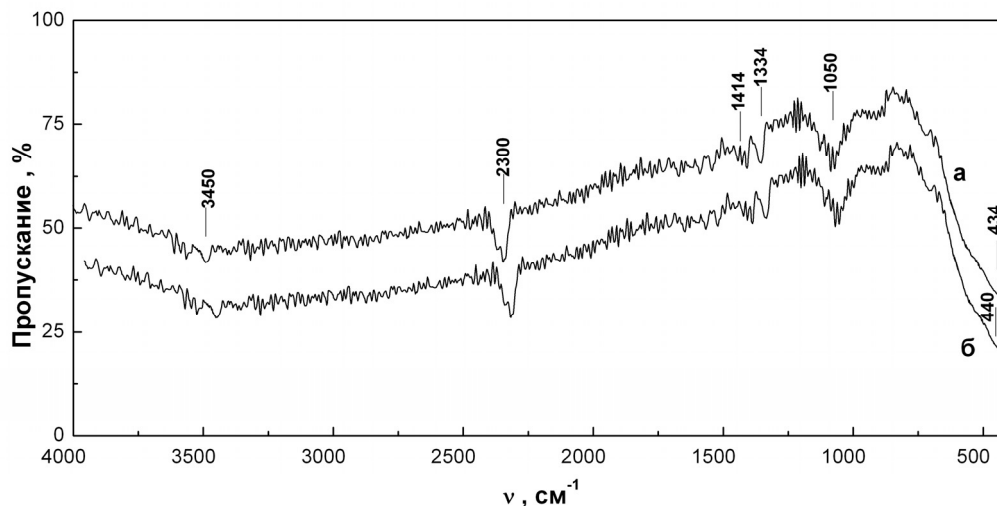


Рис. 3. ИК-спектры ZnO до и после γ -активации
а - исходный ZnO, б - γ -активированный ZnO

При этом интенсивность максимума понижается примерно на 10%. Это может свидетельствовать о небольшом нарушении ближнего порядка в кристаллической решетке ZnO и об изменении силовых взаимодействий между его структурными элементами. Вообще, по результатам проведенного сравнения можно сделать вывод, что все изменения в ИК-спектрах γ -активированного ZnO – небольшое смещение ($\sim 6\text{ см}^{-1}$) характеристической полосы при 434 см^{-1} и понижение ее интенсивности - вносят незначительный вклад в общий вид ИК-спектра ZnO. Это указывает на то, что в γ -активированном ZnO сохраняются свойственные исходному состоянию и кристалличность и характер колебания связей присутствующих в ZnO групп. Это не удивительно, поскольку хорошо известно, что в условиях облучения оксид цинка (со смешанным характером химических связей) отличается высокой устойчивостью [27].

На рис. 4 (кривые а и б) приведены спектры ФЛ наночастиц ZnO до и после γ -активации в диапазоне 350 - 700 нм для длины волны фотовозбуждения $\lambda=300\text{ нм}$. Можно видеть, что нанопорошки ZnO демонстрируют сильный и широкий сигнал ФЛ в диапазоне от 385 до 600 нм с двумя пиками приблизительно при 420 и 460 нм, приписываемых обычно краю полосы свободных и связанных экситонов, соответственно [13].

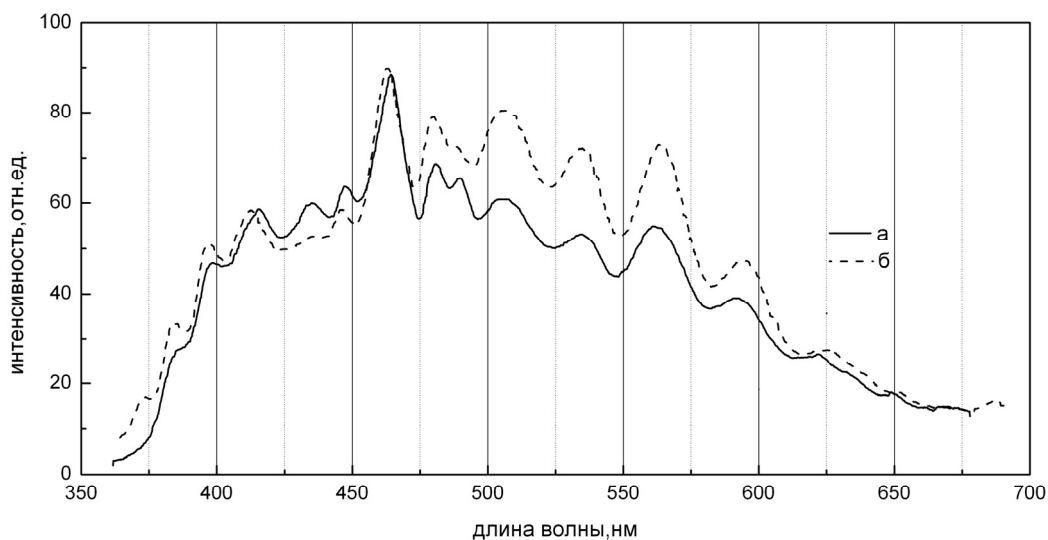


Рис.4. Спектры ФЛ наночастиц ZnO
а – исходный ZnO, б - γ -активированный ZnO

В спектрах на рис. 4 наблюдается серия эквидистантных эмиссионных полос, включая несколько пиков при 384, 396, 420, 430 и 440 нм в УФ-области и пики при 460, 480 и 489 нм в голубой области спектра. В видимом диапазоне также наблюдаются зеленая полоса с максимумами при 510 и 530 нм и слабая желто - оранжевая полоса в области 550 - 614 нм. Такое большое число в обоих спектрах явно выраженных пиков указывает на высокую плотность активных центров на поверхности наночастиц ZnO. Об этом же факте свидетельствует и интенсивная экситонная эмиссия в спектрах ФЛ этого оксида. На самом деле, поскольку на поверхности наночастиц ZnO существует большое множество кислородных вакансий (V_O) и поскольку размер частиц является чрезвычайно малыми, среднее расстояние, на которое Оже электроны от изотопа ^{65}Zn могут свободно перемещаться, является очень коротким. При таких условиях кислородные вакансии могут без труда захватывать электроны и создавать экситоны [15]. Следовательно, энергетический уровень экситона может возникнуть вблизи дна зоны проводимости и может иметь место полоса экситонной эмиссии, как показано на рис. 5.



Рис. 5. Схематическая диаграмма полосы экситонной фотолюминесценции наночастиц ZnO

Гамма-активация наночастиц ZnO, как видно из рис.4, приводит к существенным изменениям. В спектрах ФЛ почти на 20% увеличивается интенсивность всех малых пиков в видимом диапазоне – в области зеленой и желто - оранжевой полосы (510 - 595 нм), а также наблюдается уширение этих пиков и их сдвиг в сторону больших длин волн. Напротив, позиции и интенсивность УФ - пиков остались практически неизменными. Исходя из природы центров, ответственных за люминесценцию в ZnO [13,15], можно предположить, что причиной наблюдаемых изменений являются образующиеся в процессе γ -активации нано-ZnO различного рода дефекты. К примеру, дефектом ответственным за зеленую эмиссию принято считать вакансию кислорода в виде F^+ -центра. Следовательно, наблюдаемый рост зеленой полосы и ее уширение можно отнести за счет возникновения в γ -активированных наночастицах ZnO большого числа ионизированных кислородных вакансий. Заметим, что кислородные вакансии - очень активный центр, легко объединяющийся для стабилизации с другими группами и именно этот структурный дефект является ответственным за присутствие адсорбированного кислорода на поверхности наночастицы [27]. Далее, часть видимого излучения в области желто - оранжевой полосы тоже берет начало из собственных дефектов кристаллической структуры ZnO [13]. Причиной разгорания этой люминесценции могут быть такие центры, как вакансии цинка (V_{Zn}) или локальный избыток кислорода у поверхностных структурных дефектов. Во всяком случае, исследования спектров возбуждения желто-оранжевой люминесценции показывают, что ее возбуждение обычно происходит вблизи поверхности, где высока вероятность различного рода структурных нарушений [13]. Наблюдаемый сдвиг излучения в сторону больших длин волн в γ -активированном нано-ZnO, по-видимому, вызывается остаточным напряжением из-за искажения кристаллической решетки, в результате которого происходит уменьшение ширины запрещенной зоны [28]. Вообще, по результатам проведенного анализа можно утверждать, что увеличение интенсивности свечения в случае γ -активированных наночастиц ZnO достигается путем значительного усиления действия индуцируемых Оже электронами поверхностных центров.

Каталитическая функциональность γ -активированных и неактивированных наночастиц ZnO оценивалась по конверсии метанола при комнатной температуре. Определение состава выделившихся продуктов реакции осуществлялось путем измерения их оптической плотности в спектральной области краевого поглощения, а также в области прозрачности номинально чистого ZnO. Спектры поглощения продуктов конверсионного превращения метанола с использованием в качестве катализатора нано-ZnO показаны на рис. 6 (кривые а и б).

Как видно из рис.6, спектры поглощения, измеренные в диапазоне 200-600 нм, характеризуются наличием интенсивной полосы в коротковолновой области спектра ~ 200 -245 нм, приписываемой поглощению диенов [29]. Кроме этого, в области 300-450 нм наблюдаются несколько широких полос: полоса с максимумом при 323 нм, связанная с поглощением димеризованных алкенированных карбениевых ионов, полоса около 360-370 нм, относящаяся к поглощению монодиеновых карбокатионов, а также полоса, ассоциируемая с поглощением малых ароматических катионов при 430 нм. Такое отнесение полос находится в согласии с [29].

Судя по оптической плотности, концентрация всех идентифицированных продуктов реакции при использовании в качестве катализаторов γ -активированного нано-ZnO, более чем на порядок превышала выход этих же продуктов в случае исходного нано-ZnO.

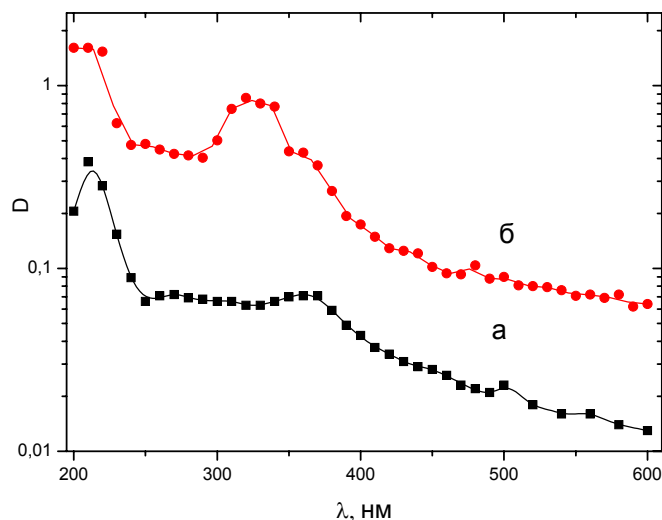


Рис. 6. Спектры поглощения продуктов конверсии метанола с использованием в качестве катализатора наночастиц ZnO
а - до γ -активации ZnO, б - после γ -активации ZnO

Объяснением общего повышения каталитической активности γ -активированных ZnO является, по всей видимости, резко возросшая, в результате воздействия тормозного γ -излучения и Оже электронов от ^{65}Zn , активность поверхности наночастиц оксида. Можно ожидать, что разнообразные радиационные дефекты (электроны проводимости, междоузельные атомы и вакансии, катионы, анионы и др.), вызванные тормозным γ -излучением и Оже электронами, испускаемыми в γ -активированном оксиде при распаде радионуклидов ^{65}Zn , приведут к увеличению концентрации активных центров на поверхности оксида и, как следствие, к повышению его каталитической активности. К примеру, индуцированные тормозным γ -излучением электроны, находящихся в поверхностных анионных вакансиях, могут быть захвачены молекулами атмосферного кислорода (из-за облучения на воздухе) и в результате будет образован O_2^- ads, выполняющий, как известно, важную роль в иницировании окисления углеводородных соединений [29]. В дополнение к этому, воздействие Оже электронов от ^{65}Zn с энергией 0,92 и 7,03 кэВ, обладающих высокой удельной тормозной способностью (10-27 кэВ/мкм) и пробегами, сравнимыми с размерами наночастиц ZnO приведет к образованию на поверхности частиц высоких концентраций разнообразных дефектов (V_O , V_O^+ , V_O^{++} , V_Zn , Zn_i , O_i и др.) и, следовательно, к еще большему изменению их поверхностной активности. Однако более значимым фактором в данном случае представляется сочетание *in situ nascend* воздействия высвобождающихся при распаде радионуклидов ^{65}Zn в γ -активированных частицах оксида Оже электронов и продуктов гетерогенного катализа. Именно при таком непосредственном воздействии ионизирующего излучения Оже-электронов, сопутствующих распаду ^{65}Zn в процессе катализа, на окружающую частицы оксида реакционную среду возможно образование высоких концентраций энергетически активных гидратированных электронов (e_{aq}^-), гидроокисных радикалов (OH^\bullet), пероксидов (H_2O_2) и других высокореактивных групп, необходимых для направленного и ускоренного развития конверсионной реакции метанола.

ВЫВОДЫ

1. Показана возможность использования мощных пучков электронов для активации наночастиц оксида цинка тормозным γ -излучением на сильноточном электронном ускорителе ННЦ ХФТИ с энергией электронов 22 МэВ и током 500 мкА.
2. Методом рентгеновской дифрактометрии и ИК-спектроскопии проведен сравнительный анализ фазового состава, состояния кристаллической структуры и характера решеточных колебаний Zn-O связей в nano-ZnO до и после гамма-активации. Показано, что наночастицы ZnO - исходные и после воздействия тормозного γ -излучения - представляют собой поликристаллический монофазный оксид цинка и содержат дифракционные максимумы характерные для гексагональной структуры вюрцита.
3. На основе анализа спектров фотолуминесценции наночастиц ZnO сделан вывод о том, что наблюдаемое увеличение интенсивности свечения в случае γ -активированных наночастиц ZnO достигается в результате взаимного усиления действия высокоактивных поверхностных центров и Оже электронов от ^{65}Zn .
4. Показано, что концентрация всех идентифицированных продуктов конверсионного превращения метанола в присутствии γ -активированных наночастиц ZnO более чем на порядок превышает выход этих же продуктов в случае nano-ZnO в исходном состоянии. Объяснением высокой активности γ -активированных наночастиц ZnO в конверсии метанола являются, на наш взгляд, большие ионизационные потери Оже электронов у поверхности наночастиц ZnO от ^{65}Zn .

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ozgur U. Alivov Ya.I., Liu C. et. al. A comprehensive review of ZnO materials and devices // – 2005. – Vol. 98. – P. 041301-103.
2. Wang Z.L. Zinc oxide nanostructures: growth, properties and applications // J. Phys.: Condens. Matter. - 2004.- Vol.16.- P. R829-R858.
3. Song J., Zhou J. and Wang Z. L. Piezoelectric and Semiconducting Coupled Power Generating Process of a Single ZnO Belt/Wire // Nano Lett. – 2006. – Vol. 6. – P. 1656.
4. Huang M.H. Mao S., Feick H. et. al. Room-temperature ultraviolet nanowire nanolasers // Science. – 2001. - Vol. 292. – P.1897-1905.
5. Yang T.L. Zhang D.H., Ma J. et. al. Transparent conducting ZnO:Al films deposited on organic substrates deposited by r.f. magnetron sputtering // Thin Solid Films– 1998. - Vol. 326. – P. 60-62.
6. Padmavathy N., Vijayaraghavan R. Enhanced bioactivity of ZnO nanoparticles—an antimicrobial study // Sci. Technol. Adv. Mater. – 2008. – Vol. 9. – P. 1-7.
7. Hanley C., Thurber A., Hanna C. et. al. The Influences of Cell Type and ZnO Nanoparticle Size on Immune Cell Cytotoxicity and Citokine // Nanoscale Res. Lett. – 2009. – Vol. 4. – P. 1409-1421.
8. Wagner, P and Helbig R. Halleffekt und anisotropie der beweglichkeit der elektronen in ZnO // J. Phys. Chem. Sol. – 1974. – Vol. 35. – P. 327- 334.
9. Hsien C. Spherical Zinc Oxide Nano Particles from Zinc Acetate in the Precipitation Method // J. Chinese Chem. Soc.- 2007.- Vol.54.- P. 31-34.
10. Shokuhfar T., Vaezi M.R., Sadreznhad S.K. Synthesis of zinc oxide nanopowder and nanolayer via chemical processing // Int. J. Nanomanufacturing.- 2008.- Vol. 2 (1/2). - P. 1-13.
11. Saad L., Riad M. Characterization of various zinc oxide catalysts and their activity in the dehydration-dehydrogenation of isobutanol // J.Serbian Chem. Soc. - 2008. -Vol. 73 (6). - P. 997-1009.
12. Jing L, Xu Z., Shang J. et. al. The preparation and characterization of ZnO ultrafine particles // Mater. Sci. Eng. A.- 2002.-Vol. 332.- P. 356-361.
13. Kuzmina I.P., Nikitenko V.A Oxide zinc. Production and optical properties. – Moscow: Nauka. - 1984, 203p.
14. Lu J.G. Chang P., Fan Zh. Quasi-one-dimensional metal oxide materials – Synthesis, properties and applications // Mater. Sci. Eng. - 2006. - Vol. R 52. - P. 49–91.
15. Liqiang J. Fulong Y., Haige H. et al. Relationships of surface oxygen vacancies with photoluminescence and photocatalytic performance of ZnO nanoparticles // Science in China Ser. B Chemistry. - 2005. - Vol. 48. - P. 25-30.
16. Li D., Haneda H. Morphologies of zinc oxide particles and their effects on photocatalysis // Chemospera. - 2003. - Vol.51.- P. 129-137.
17. Hoffmann M.R., Martin S.T., Choi W. et al. Environmental applications of semiconductor photocatalysis // Chem. Rev. -1995.- Vol. 95. - P. 69-96.
18. Khrenov V., Klapper M., Koch M. et. al. Surface functionalised ZnO particles designed for the use in transparent nanocomposites // Macromol. Chem. Phys. - 2005. - Vol. 206. - P. 95-101.
19. Hajime D. Morphologies of zinc oxide particles and their effects on photocatalysis // Chemosphere. – 2003. – Vol. 51. – P.129.
20. Refaat A. Biodiesel production using solid metal oxide catalysts // Int. J. Environ. Sci. Tech. - 2011. - Vol. 8. - P. 203-221.
21. Xie W.L., Yang Z.Q and Chun H. Catalytic properties of lithium-doped ZnO catalysts used for biodiesel preparations // Industrial and Eng. Chem. Res. – 2007. - Vol. 46. - P. 7942-7949.
22. Li Y., Armor J. Catalytic combustion of methane over palladium exchanges zeolites // Appl. Catal. A. – 1994. – Vol. 87. – P. 129-144.
23. Fedorov A.V., Ruchlenko I.D., Baranovand A.V. et. al. Optical properties of the semiconductor quantum points. - St. Petersburg: Nauka. - 2011, 188p.
24. Weller H. Quantized semiconductor particles. A novel state of matter for materials science // Advan.Mater.- 1993.- Vol. 5(2).- P. 88-95.
25. Yu H. A General Low-Temperature Route for Large-Scale Fabrication of Highly Oriented ZnO Nanorod/Nanotube arrays // J. Am. Chem. Soc. - 2005. - Vol. 127. - P. 2378-2379.
26. Sapnar K. Bhoraskar V., Dhole S. et. al. Effects of 6 MeV electron irradiation on ZnO nanoparticles synthesized by microwave method Proceedings of Particle Accelerator Conference, New York, USA, NY. - 2011. - P.1-13.
27. Sudhakar C., Rao V., Kuriacose J. Influence of Irradiation on the Catalytic Properties of zinc oxide // Radiat. Phys. Chem.- 1982. - Vol. 19 (2). - P. 101-105.
28. Zalesski V. B., Leonova T.R., Goncharova O.V. et. al. Investigation of Electrical and Optical Characteristics of Zinc Oxide Thin Films Formed by Reactive Magnetron Sputtering // Phys.Chem. Solid State. - 2005. - Vol. 6(1).- P. 44-49.
29. Forster H. UV/VIS Spectroscopy // Mol. Sieves. – 2004. – Vol.4. – P. 337-426.

УДК 539.12.04

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРОМЕТРА С Si(Li) ДЕТЕКТОРОМ

Д.А. Санжаревский*, В.А. Стратиенко, А.В. Щагин

НИИ "Харьковский физико-технический институт"

ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина

**e-mail: sanzharevsky@kipt.kharkov.ua*

Received April 25, 2013

Представлены результаты экспериментального исследования энергетического разрешения рентгеновского спектрометра на основе охлаждаемого Si(Li) детектора в зависимости от энергии налетающих фотонов. Экспериментальные данные по энергетическому разрешению сравниваются с расчетными данными. Определен фактор Фано детектора и шум электронного тракта. Найдено аналитическое выражение для описания энергетического разрешения спектрометра в диапазоне от порядка 1 до порядка 100 кэВ.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: рентгеновское излучение, рентгеновский детектор, фактор Фано, энергетическое разрешение

THE ENERGY RESOLUTION OF THE X-RAY SPECTROMETER WITH Si(Li) DETECTOR

D.A. Sanzharevsky*, V.A. Stratienko, A.V. Shchagin

Kharkov Institute of Physics and Technology

1, Academicheskaya St., Kharkov 61108, Ukraine

Results of experimental research of the energy resolution of the X-ray spectrometer based on cooled Si(Li) detector against from the energy of the incident photons are presented. The experimental data on the energy resolution are compared to results of calculated data. The Fano factor of the detector and the noise of the electronics are determined. Analytical expression for description of the energy resolution of the spectrometer in the range from about 1 to about 100 keV is found.

KEY WORDS: X-ray radiation, X-ray detector, Fano factor, energy resolution

ЕНЕРГЕТИЧНЕ РОЗРІЗНЕННЯ РЕНТГЕНІВСЬКОГО СПЕКТРОМЕТРУ ІЗ Si(Li)ДЕТЕКТОРОМ

Д.А. Санжаревський*, В.А. Стратієнко, А.В. Щагін

НИИ "Харківський фізико-технічний інститут"

вул. Академічна 1, м. Харків, 61108, Україна

Наведені результати експериментального дослідження енергетичного розрізнення рентгенівського спектрометру на основі охолоджуваного Si(Li) детектора в залежності від енергії налітаючих фотонів. Експериментальні данні по енергетичному розрізненню порівнюються із розрахунковими даними. Визначено фактор Фано детектору та шум електронного тракту. Знайдено аналітичний вираз для описання енергетичного розрізнення спектрометру у діапазоні від порядку 1 до порядку 100 кеВ.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: рентгенівське опромінення, рентгенівський детектор, фактор Фано, енергетичне розподілення

Кремниевые полупроводниковые детекторы получили широкое распространение в спектрометрии мягкого рентгеновского излучения [1-3]. Для правильной интерпретации результатов измерений спектров рентгеновского излучения требуется знать энергетическое разрешение спектрометра при различных энергиях рентгеновского излучения. Поэтому продолжают исследования энергетического разрешения полупроводниковых рентгеновских спектрометров с различными типами детекторов, см. например, [4-6].

Целью настоящей работы является определение энергетической зависимости разрешения сравнительно толстого (4,3 мм) Si(Li) рентгеновского детектора. В работе представлены результаты наших измерений и расчетов энергетического разрешения Si(Li) детектора с аналоговым спектрометрическим трактом как функции энергии рентгеновских квантов в диапазоне от порядка 1 до порядка 100 кэВ.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был выполнен в Харьковском физико-техническом институте. В измерениях мы использовали охлаждаемый Si(Li) детектор, аналоговый процессор сигналов, ртутный генератор импульсов стабильной амплитуды и радиоактивные источники.

Рентгеновский Si(Li) детектор типа БДЭР-2-25А с 20 мкм Ве входным окном и предусилителем произведен в РНИИРП г. Рига, СССР. Чувствительная поверхность кристалла является кругом площадью 25 мм², толщина кристалла 4,3 мм. Детектор и первый полевой транзистор предусилителя постоянно охлаждаются жидким азотом. Напряжение смещения детектора 300 В и питания предусилителя ± 24 В подавались от блока питания амплитудного анализатора АИ-1024-95-17. Ранее, этот детектор использовался в измерениях спектров параметрического рентгеновского излучения в работе [7], где эффективность регистрации детектора с коллиматором была измерена и рассчитана как функция энергии фотонов в диапазоне 5,9-59,5 кэВ.

В качестве аналогового процессора сигналов предусилителя мы применили спектрометрический

усилитель БУС-2-47 в составе прибора "Лангур", произведенного в РНИИРП г. Рига, СССР. Усилитель обеспечивал однократное дифференцирование и четырехкратное интегрирование сигнала с обоими неизменными временами дифференцирования и интегрирования 6,4 мкс (время формирования). Все электролитические конденсаторы в усилителе БУС-2-47, а также в предусилителе Si(Li) детектора, были заменены новыми, по причине их деградации со временем. Сформированные и усиленные импульсы регистрировались 4096-канальным амплитудным анализатором АИ-1024-95-17 произведенным в г. Нарва, СССР. Анализатор был соединен с компьютером через последовательный интерфейс RS232 и управлялся с помощью специально разработанной компьютерной программы. Ртутный генератор импульсов стабильной амплитуды NZ-635/B использовался как источник тестовых сигналов при наладке спектрометра. Блок-схема установки показана на рис. 1. Спектрометр показан на фотографии, приведенной на рис. 2.

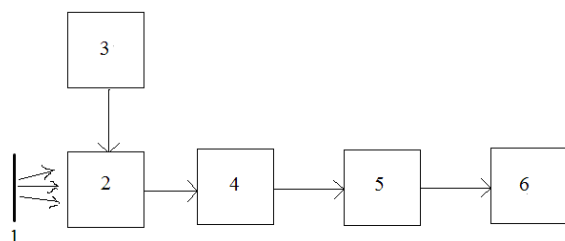


Рис.1. Блок - схема измерительной установки.

1 - радиоактивный источник излучения, 2 - Si(Li) детектор БДЭР-2-25А, 3 - ртутный генератор импульсов NZ-635/B, 4 - спектрометрический усилитель БУС-2-47, 5 - анализатор импульсов АИ-1024-95-17, 6 - компьютер.

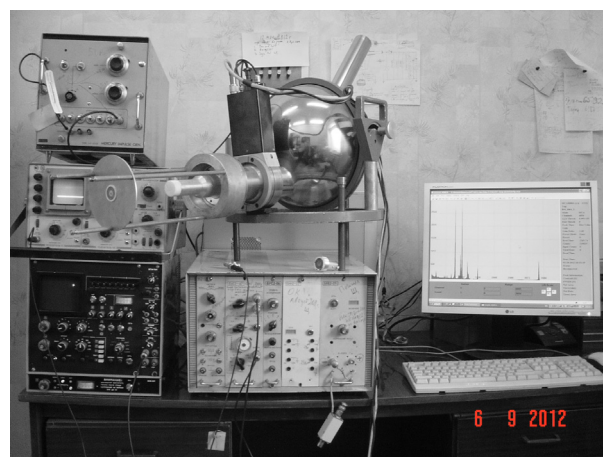


Рис.2. Рентгеновский спектрометр на основе Si(Li) детектора, который использовался в экспериментах.

В измерениях энергетического разрешения, мы применяли квазимонохроматическое рентгеновское излучение радиоактивных источников с шириной излучаемых спектральных пиков значительно меньшей, чем энергетическое разрешение нашего спектрометра. В частности, мы применяли радиоактивный источник ^{241}Am из стандартного комплекта ОСГИ и радиоактивный источник ^{55}Fe из стандартного комплекта СОИРИ, произведенных в СССР, и микроисточник W+Ti(D,T)+SiO, произведенный в Украине. Микроисточник W+Ti(D,T)+SiO состоит из слоя Ti, напыленного на W подложку и насыщенного тритием и дейтерием и покрытого защитным слоем оксида кремния толщиной около 0,1 мкм. Вольфрамовая подложка имела форму иглы диаметром 0,3 мм, слои располагались на конце иглы. Спектры излучения измерялись от четырех игл одновременно.

Стандартный источник ^{241}Am обеспечивал квазимонохроматическое излучение с энергией 26,345 и 59,537 кэВ возбужденных ядер ^{237}Np , возникающих вследствие распада ядер ^{241}Am . Другие линии от ^{241}Am обусловлены характеристическим рентгеновским излучением ^{237}Np . Стандартный источник ^{55}Fe обеспечивал квазимонохроматическое излучение с энергией 5,894 кэВ в результате характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) K_{α} ^{55}Mn , а так же излучение с энергией 6,45 кэВ ХРИ K_{β} возбужденных атомов ^{55}Mn , возникающих в результате электронного захвата ядром ^{55}Fe . Микроисточник W+Ti(D,T)+SiO обеспечивал квазимонохроматическое характеристическое рентгеновское излучение с энергией 4,51 кэВ, соответствующей ХРИ K_{α} атомов титана и 1,74 кэВ, соответствующей ХРИ K_{α} атомов кремния. Характеристическое рентгеновское излучение в микроисточнике W+Ti(D,T)+SiO возбуждалось главным образом электронами с непрерывным спектром и с максимальной энергией 18,6 кэВ, излучаемых при β -распаде трития внутри титанового слоя. Кроме того, электроны генерируют тормозное излучение, имеющее непрерывный спектр с максимальной энергией около 18,6 кэВ. Слабый спектральный пик с энергией около 8,5 кэВ обусловлен ХРИ L_{α} атомов W подложки. Измерения спектров производились при атмосферном давлении. Микроисточник W+Ti(D,T)+SiO был установлен на расстоянии нескольких миллиметров от Ве окна детектора, чтобы уменьшить ослабление мягкого рентгеновского излучения в воздухе. Остальные источники устанавливались на расстоянии нескольких сантиметров от детектора. Коллиматор перед Si(Li) детектором не устанавливался. Положение и ширина спектральных пиков в измеренных спектрах определялись с использованием программного обеспечения поставляемого вместе с цифровым процессором PX-4 (Amptek). Энергетическая калибровка спектрометра проводилась по спектральным пикам с энергией 1,74 кэВ (K_{α} Si), 5,894 кэВ (K_{α} ^{55}Mn), 26,345 и 59,537 кэВ (излучение возбужденных ядер ^{237}Np).

Измерения спектра выполнялись при малых нагрузках спектрометрического тракта, около ста счетов в

секунду, во избежание уширения спектральных пиков, которые могут возникать при увеличении скорости счета. Экспериментально измеренные спектры представлены на рис. 3-5. На рисунках отмечены энергии пиков, которые использовались при калибровке и измерениях ширины пиков.

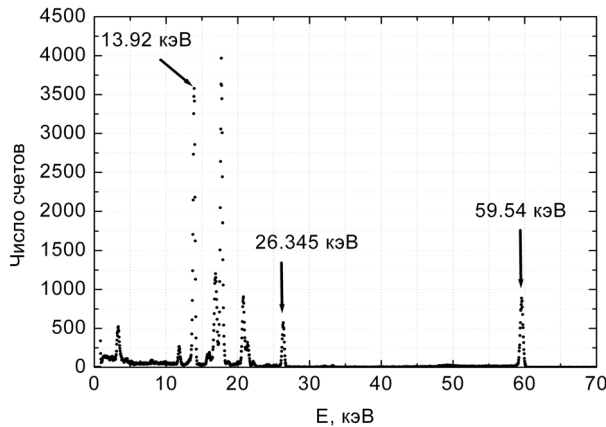


Рис.3. Спектр рентгеновского излучения, измеренный от стандартного радиоактивного источника ^{241}Am .

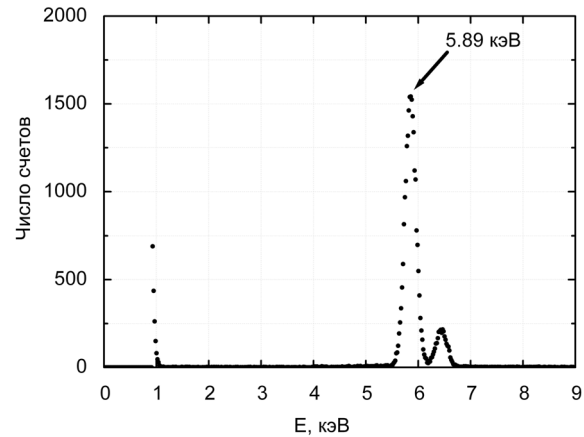


Рис.4. Спектр рентгеновского излучения, измеренный от стандартного радиоактивного источника ^{55}Fe .

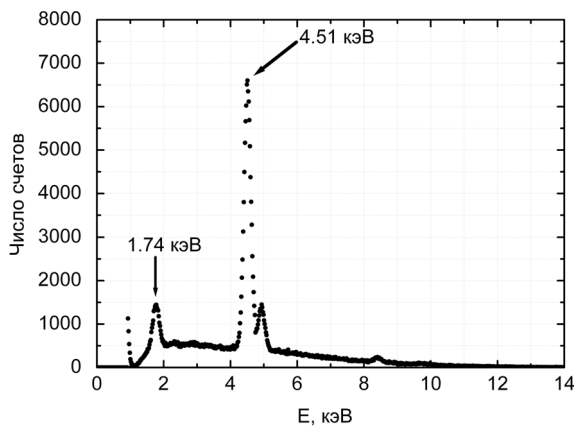


Рис.5. Спектр рентгеновского излучения, измеренный от четырех игл W+Ti(D,T)+SiO.

шумами электронного тракта, σ_d - стандартное отклонение, обусловленное главным образом ограниченным числом N элементарных зарядов, генерируемых в детекторе на один квант рентгеновского излучения с энергией E ,

$$\sigma_d = \omega \cdot \sqrt{F \cdot N}, \quad (3)$$

где F - фактор Фано [1],

$$N = \frac{E}{\omega}, \quad (4)$$

где ω - средняя энергия, необходимая для создания одной электронно-дырочной пары в детекторе. Эта энергия равна $\omega = 3,76$ эВ для кристалла кремния при температуре 77^0K и $\omega = 3,65$ эВ при 300^0K [2]. При подстановке выражений (2-4) в (1), получается формула для расчета энергетического разрешения спектрометра как функции энергии падающих фотонов E

$$FWHM = \sqrt{(FWHM)_{el}^2 + 2,35^2 \cdot F \cdot \omega \cdot E}. \quad (5)$$

Параметр $(FWHM)_{el} = 2,35 \cdot \sigma_{el}$, обусловлен шумом электронного тракта и не зависит от энергии падающих фотонов. Произведение $F \cdot \omega$ зависит от свойств детектора. Фактор Фано для кремниевого детектора был вычислен многими авторами с различными результатами, не превышающими $F < 0,12$ [2].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Результаты экспериментальных измерений FWHM спектральных пиков соответствующих квазимонохроматическим линиям радиоактивных источников представлены в таблице.

РАСЧЕТ

Энергетическое разрешение спектрометра описывается полной шириной на половине высоты (FWHM) измеренных спектральных пиков. Обычно форму спектральных пиков описывают нормальным (Гауссовым) распределением, а величина FWHM может быть описана формулами (30,31) из приложения в [1].

$$FWHM = 2,35 \cdot \sigma \quad (1)$$

где: σ - полное среднеквадратическое (стандартное) отклонение в полученных спектральных пиках,

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{el}^2 + \sigma_d^2} \quad (2)$$

где: σ_{el} - стандартное отклонение обусловленное

Таблица.

Результаты измерений энергетического разрешения (FWHM) рентгеновского спектрометра при различных энергиях рентгеновского излучения.

Энергия, кэВ	1,74	4,51	5,89	13,92	26,345	37,4	59,54
Источник излучения	W+Ti(D,T)+SiO	W+Ti(D,T)+SiO	⁵⁵ Fe	²⁴¹ Am	²⁴¹ Am	-	²⁴¹ Am
Спектральный пик	K _α -Si	K _α -Ti	K _α - ⁵⁵ Mn	L _α - ²³⁷ Np	²³⁷ Np	генератор	²³⁷ Np
FWHM, эВ	249	249	259	342	378	232	432

Остальные спектральные пики от источников имеют ширины сопоставимые или более широкие, чем энергетическое разрешение нашего спектрометра. Поэтому они не использовались в наших измерениях. Экспериментальные данные из таблицы показаны точками на рис. 6.

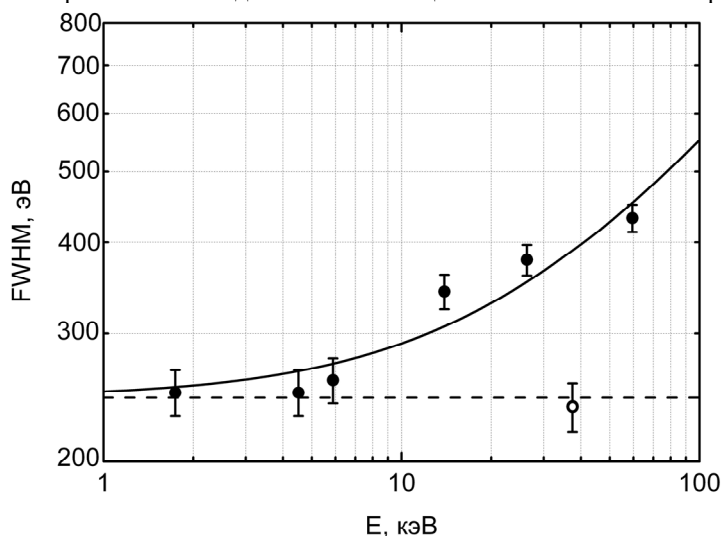


Рис.6. Энергетическое разрешение рентгеновского спектрометра как функция энергии рентгеновских квантов.

Фактор Фано детектора оказался равным $F = 0,118$, а шум электронного тракта $FWHM_{el} = 245$ эВ. Рассчитанная величина шума электронного тракта показана пунктирной линией на рис.6 и подтверждается измерением ширины спектрального пика от ртутного генератора, которая показана пустым кружком на рис.6. Эта ширина определяется только шумом электронного тракта [2,5]. Таким образом, энергетическое разрешение нашего спектрометра описывается формулой:

$$FWHM = \sqrt{245^2 + 2,45 \cdot E}, \quad (6)$$

где: E – энергия фотонов в эВ. Результаты расчета по формуле (6) в энергетическом диапазоне от порядка 1 до порядка 100 кэВ показаны на рис. 6 сплошной линией. На рисунке видно хорошее согласие результатов измерений и расчета. Формула (6) позволяет прогнозировать и рассчитывать энергетическое разрешение спектрометра при таких энергиях, где измерения не выполнялись.

Таким образом, в работе проведены измерения энергетического разрешения рентгеновского спектрометра на основе охлаждаемого Si(Li) детектора, получен фактор Фано детектора, получена формула (6) для расчета энергетического разрешения спектрометра при энергии рентгеновского излучения от порядка 1 до порядка 100 кэВ.

Результаты исследования могут использоваться для планирования экспериментов и обработки результатов измерения спектров рентгеновского излучения.

Авторы благодарны А.М. Горбаню за модификацию программного кода, управляющего анализатором АИ-1024-95-17; А.А. Турчину за модификацию предусилителя; рецензентам за полезные замечания. В.А. Стратиенко благодарен В.Ф. Рыбалко за предоставление микроисточников W+Ti(D,T)+SiO.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kowalski E. Nuclear electronics. - Berlin, New York: Springer-Verlag, 1970; Е. Ковальский. Ядерная электроника. - М.: Атомиздат, 1972. - 360 с.
2. Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И., Кушнирук В.Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. - М.: Энергоатомиздат, 1989. – 344 с.

3. Morse J., Energy resolving semiconductor detectors for X-ray spectroscopy // ISSD Friday Lecture at European Synchrotron Radiation Facility. – 2010, <http://www.esrf.eu/files/live/sites/www/files/Instrumentation/friday-lectures-slides/ESRFtalk201002EDX-Systems.pdf>
4. Mathieson K., Bates R., Iles G.M., Manolopoulos S. et al. Simulated and experimental results from a room temperature silicon X-ray pixel detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2001. – Vol.A 460. - P.191–196.
5. Feng H., Kaaret P., Andersson H. Double-layer silicon PIN photodiode X-ray detector for a future X-ray timing mission // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2006. – Vol.A 564. - P.347–351.
6. Pullia A., Bertuccio G. Resolution limits of silicon detectors and electronics for soft X-ray spectroscopy at non cryogenic temperatures // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1996. – Vol.A 380. - P.1-5.
7. Shchagin A.V., Khizhnyak N.A. Differential properties of parametric X-ray radiation from a thin crystal // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1996. - Vol.B 119. - P.115-122.

УДК 538.913

СТРУКТУРА И ЭПР НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОРОШКОВ $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ **И.С. Головина¹, В.Е. Родионов¹, С.А. Хайнаков², В.В. Литвиненко³**¹*Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
03028, Киев, 28, пр.Науки, 41*²*Университет Овьедо**33006 Овьедо, Испания*³*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины
61002, Харьков, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812**E-mail: rodionov@isp.kiev.ua**Received April 20, 2013, accepted May 16, 2013*

Методами рентгеновского дифракционного анализа, сканирующей электронной микроскопии и электронного парамагнитного резонанса исследованы соединения системы $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ (при $0,01 < x < 0,8$), синтезированные по методу окисления металла в среде расплавленных нитратов с добавлением КОН. Установлены область гомогенности и предел растворимости железа. По данным РДА, в составах с $x > 0,2$ наряду с твердым раствором образуется примесная фаза $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. В спектрах ЭПР уже при $x=0,05$ регистрируется сигнал ферромагнитного поглощения при $g=2,004$, который предположительно также относится к $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. В составах с $x=0,1$ и выше возникает еще один сигнал ферромагнитной природы при $g \approx 15$, возможно относящийся к образованию кластеров $\alpha\text{-Fe}$.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ниобат калия, нанопорошки, фазовый состав, электронный парамагнитный резонанс**СТРУКТУРА ТА ЕПР НИЗКОРОЗМІРНИХ ПОРОШКІВ $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$** **І.С. Головіна¹, В.Є. Родіонов¹, С.А. Хайнаков², В.В. Литвиненко³**¹*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
03028, Київ, 28, пр.Науки, 41*²*Університет Овієдо,**33006 Овієдо, Іспанія*³*Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України
61002, Харків, вул. Чернишевського, 28, а/с 8812*

Методами рентгенівського дифракційного аналізу, скануючої електронної мікроскопії та електронного парамагнітного резонансу досліджено сполуки системи $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ (при $0,01 < x < 0,8$), синтезовані за методом окислення металів в середовищі розплавлених нітритів з додаванням КОН. Встановлені область гомогенності та границі розчинності заліза. За даними РДА, в сполуках з $x > 0,2$ разом з твердим розчином утворюється домішкова фаза $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. В спектрах ЕПР вже при $x=0,05$ реєструється сигнал феромагнітного поглинання при $g=2,004$, який можливо також зумовлений наявністю $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. В сполуках з $x=0,1$ та вище виникає ще один сигнал феромагнітної природи при $g \approx 15$, який можливо зумовлений утворенням кластерів $\alpha\text{-Fe}$.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ніобат калію, нанопорошки, фазовий склад, електронний парамагнітний резонанс**THE STRUCTURE AND EPR OF THE LOWSIZE POWDERS $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$** **I.S. Golovina¹, V.E. Rodionov¹, S.A. Khaynakov², V.V. Lytvynenko³**¹*V.E. Lashkaryov Institute of semiconductor physics NAS of Ukraine
03028, Kyiv, 28, pr.Nauky, 41*²*University of Oviedo**33006 Oviedo, Spain*³*Institute of electrophysics and radiation technologies NAS of Ukraine
61002, Kharkiv, Chernyshevskiy str. 28, p.o. box 8812*

The compounds of $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ system (at $0.01 < x < 0.8$), synthesized by a technique of oxidation of metal in molten potassium nitrate with the addition of potassium hydroxide, have been investigated by means of XRD, SEM and EPR methods. Homogeneity range and solubility limit of iron have been established. The XRD data showed that in the compositions with $x > 0.2$, in addition to the solid solution, an impurity phase $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ is emerged. In the EPR spectra even at $x=0.05$, a ferromagnetic resonance signal at $g=2.004$ is registered, which presumably also corresponds to $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ phase. In the compositions with $x=0.1$ and above, another ferromagnetic signal at $g \approx 15$ arises, which may corresponds to the formation of $\alpha\text{-Fe}$ clusters.

KEY WORDS: potassium niobate, nanopowders, phase composition, electron paramagnetic resonance

В настоящее время ведутся интенсивные исследования материалов, которые могут заменить свинец-содержащие соединения. Особое внимание среди таких материалов уделяется ниобату калия (KNbO_3). Ниобат калия является сегнетоэлектриком с точкой Кюри $T_c=425^\circ\text{C}$, претерпевающим еще два структурных перехода: из тетрагональной в орторомбическую при 225°C и из орторомбической в ромбоэдрическую при -10°C [1]. Благодаря высоким электрооптическим и нелинейным оптическим коэффициентам, а также хорошим пьезоэлектрическим параметрам, ниобат калия уже нашел применение в оптоэлектронике и электронной технике [2-6]. Улучшению некоторых важных характеристик способствовало легирование. Так, авторами работ

[7,8] получено увеличение параметров фоторефракции при добавлении в монокристаллы ниобата калия марганца и/или кобальта. А при легировании кристаллов одновременно Mn и Rb, а также Fe и Rb достигнуто уменьшение времени оптического отклика в 3-10 раз [9]. Для улучшения пьезоэлектрических параметров керамические образцы KNbO_3 легировались лантаном, железом, марганцем [10-14].

Однако приобретение новых свойств материала возможно также с помощью уменьшения размера кристаллитов до (суб)микро- и наноразмера. В этом случае проявляются эффекты, связанные с влиянием поверхности. Недавно нами были получены наноразмерные порошки ниобата калия, синтезированные методом окисления металла в среде расплавленных нитратов с добавлением КОН. Обнаружены размерные эффекты, состоящие в смещении температур фазовых переходов, а также в уширении температурных интервалов переходов [15]. От дополнительного легирования низкоразмерного сегнетоэлектрика магнитной примесью можно ожидать получение новых эффектов и свойств этого материала.

В настоящей работе исследованы порошки ниобата калия, легированного железом по указанной выше методике синтеза. Поскольку эта технология впервые использована для данного материала, необходимо было установить область гомогенности, т.е. предел растворимости железа. Целью работы являлось определение структурных характеристик, параметров решетки и среднего размера частиц исследуемых порошков, установление концентрации легирующего компонента, при котором система становится двухфазной, и исследование влияния содержания железа на типы магнитных дефектов, образующихся в материале. Для достижения поставленной цели использовались методы рентгеновского дифракционного анализа (РДА), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

МАТЕРИАЛ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Для синтеза твердых растворов $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ за основу брали метод окисления металла в среде расплавленных нитратов с добавлением гидроксида калия, по которому был синтезирован и чистый ниобат калия [15]. Соотношение реагентов составляло $\text{Nb}:\text{KOH}:\text{KNO}_3=1:1,2:10$. Легирующую добавку вводили в виде кристаллогидрата $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$. Массы исходных реагентов были такие: $m_{\text{Nb}}=1$ г, $m_{\text{KOH}}=0,72$ г, $m_{\text{KNO}_3}=10,86$ г. Для атомных соотношений $\text{Fe}:\text{Nb}=0,1; 0,2; 0,4; 0,6$ и $0,8$ массы кристаллогидрата были, соответственно 0,29 г, 0,58 г, 1,16 г, 1,75 г и 2,33 г. Синтез образцов проводили в алундовых тиглях в вертикальной трубчатой электропечи в атмосфере воздуха. Навеску порошка металла перемешивали с нитратом калия и кристаллическим гидроксидом калия в ступе. Потом переносили в тигель и добавляли хлорид железа. Далее проводили окисление металла при температуре 920 К на протяжении 1,5 часов. Полученный расплав охлаждали до комнатной температуры с последующей размывкой и декантацией. Полученную суспензию центрифугировали для отделения порошка, промывали дистиллированной водой, этанолом и затем сушили на воздухе при температуре 370 К.

Строго говоря, при замещении атомов Nb на Fe в структуре перовскита образуется соединение состава $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-x}$ с вакансиями по кислороду, поскольку степень окисления железа (+3) меньше, чем ниобия (+5). Однако часто индекс x при кислороде опускается и поэтому далее по тексту твердый раствор записывается как $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$.

Состав продукта устанавливался с помощью рентгеновского дифракционного анализа (РДА) на дифрактометре ДРОН-3М в $\text{CuK}\alpha$ излучении. Исследование морфологии (формы и размера частиц) порошка проводилось методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Спектры ЭПР регистрировались на спектрометре Radiopan SE/X 2544 в 3-см диапазоне длин волн при температурах 290 и 77 К. Использовалась 100-кГц модуляция магнитного поля. Измерения при $T=77$ К проводились в кварцевом дьюаре.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Структурные характеристики порошков $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$

На рис.1 представлены дифрактограммы порошков $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ с $x=0,2, 0,4, 0,6$ и $0,8$, полученные при комнатной температуре. Структура всех образцов $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ при $T=290$ К индицируется в ромбоэдрической сингонии, в отличие от чистого KNbO_3 , имеющего орторомбическую симметрию при данной температуре. По данным РДА, начиная с соотношения $\text{Fe}/\text{Nb}=0,2$ и выше система становится двухфазной – это насыщенный раствор железа в KNbO_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (гематит, JCPDS 086-0550).

Из рентгенограмм определен параметр ячейки a , значение которого увеличивается при введении 20 ат.% железа в матрицу ниобата калия от $4,02 \text{ \AA}$ до $4,07 \text{ \AA}$. Дальнейшее увеличение концентрации железа не меняет значение a . Угол наклона элементарной ячейки α от содержания Fe в порошках $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ меняется незначительно, от $89,7$ градусов в чистом ниобате калия до $86,5$ градусов в твердых растворах $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ при всех значениях x. Следовательно, изменение объема элементарной ячейки от содержания Fe в порошках $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ происходит аналогично изменению параметра решетки.

Размеры кристаллитов оценивались из рентгенограмм по формуле Дебая-Шеррера:

$$d = \frac{0,9\lambda}{B \cos \Theta}, \quad (1)$$

где $\lambda=0,1542$ нм – длина волны рентгеновского излучения, B – полуширина дифракционного максимума в

радианах, Θ - угол, который соответствует положению дифракционной линии на рентгенограмме. Проведенные расчеты показали, что средний размер кристаллитов составляет 500-600 нм во всех исследуемых составах порошков $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$.

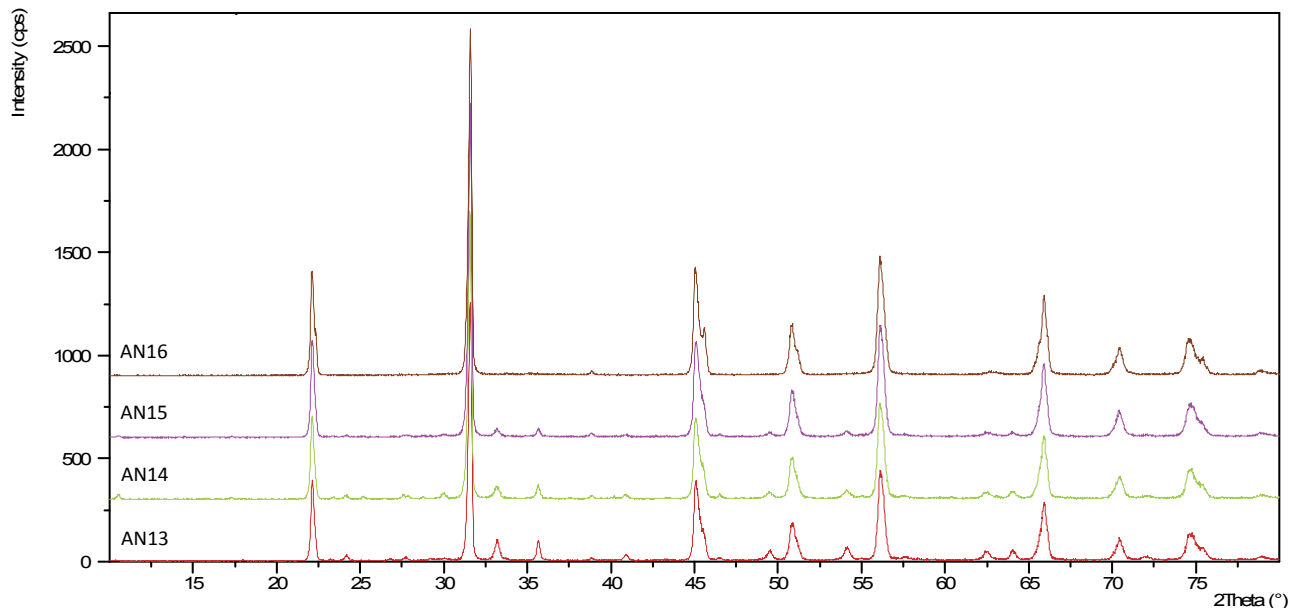


Рис.1. Дифрактограммы порошков твердых растворов $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ атомное отношение Fe/Nb: 0,2 (AN16); 0,4 (AN15); 0,6 (AN14); и 0,8 (AN13)

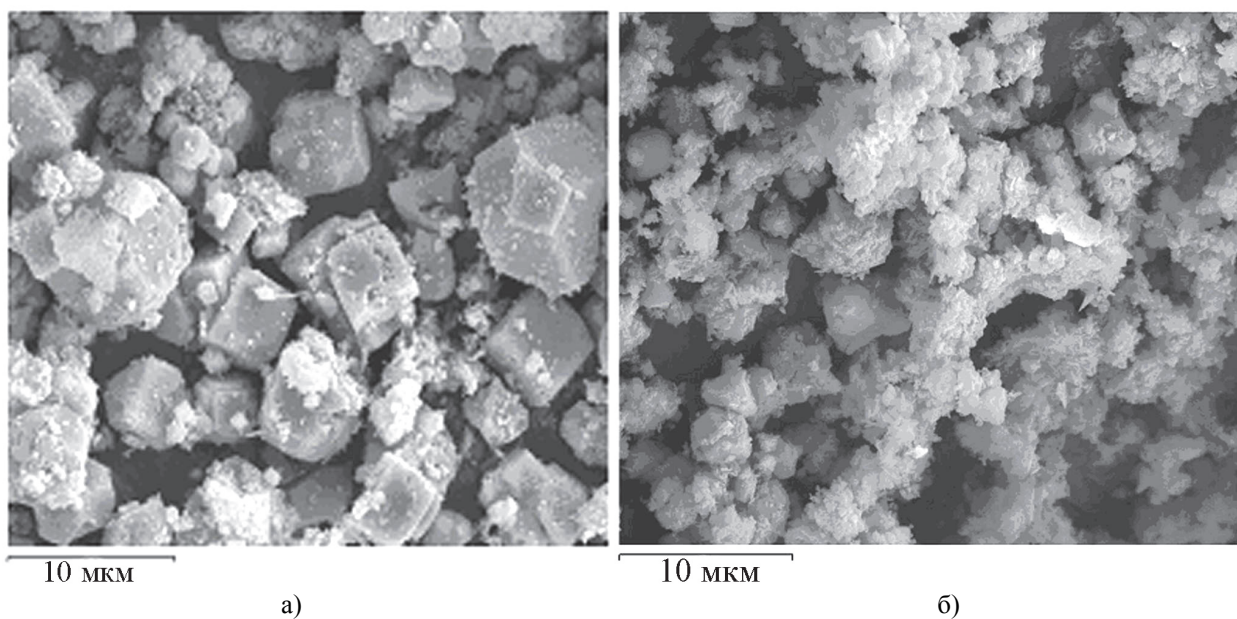


Рис.2. Микроструктура порошков $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$
а – $x=0,2$; б – $x=0,6$

Поскольку по данным РДА установлено, что при содержании железа выше 20 ат.% образуется примесная фаза $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, на рис.2 для сравнения представлены изображения микроструктур порошков $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ двух составов, с $x=0,2$ и $0,6$. Как видно на рис.2, в порошках обоих составов присутствуют четко ограниченные частицы твердого раствора $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$, имеющие преимущественно кубическую форму, а также мелкодисперсная примесная фаза $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, покрывающая поверхность многих частиц даже в порошке с $x=0,2$. В порошке с $x=0,6$ примесная фаза образуется в большем объеме, и на его изображении хорошо видны частицы лепестковой (чешуйчатой) формы, характерной для структуры $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, покрывающие практически все частицы твердого раствора. По приведенным изображениям виден сильный разброс по размерам частиц твердого раствора, особенно в порошке с $x=0,2$. Средний размер частиц, оцененный по данным СЭМ, составляет 600 нм.

Спектры ЭПР порошков $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$

Спектры ЭПР порошков $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ с $x=0,1$; $0,2$; $0,4$; и $0,6$, записанные при комнатной температуре на воздухе, представлены на рис.3. Все спектры регистрировались в идентичных условиях, т.е. при одинаковой

падающей мощности, модуляции и усилении, на частоте 9124 МГц. Спектры нормированы по массе порошков.

Как видно из рис.3, во всех спектрах присутствуют два четко выраженных сигнала, в сильном ($H_{\text{res}}=3240$ Э) и слабом ($H_{\text{res}}=440$ Э) магнитном поле (обозначим эти сигналы, соответственно, буквами *A* и *B*), между которыми присутствуют широкие несимметричные линии, представляющие собой, скорее всего, перекрытие нескольких широких сигналов (обозначим эту группу сигналов буквой *C*). Все сигналы изотропны, т.е. не имеют угловой зависимости. Факторы спектроскопического расщепления сигналов *A* и *B* составляют около $g=2,01$ и $g=15$, соответственно. Нельзя утверждать, что эти значения g -факторов точные, поскольку видно, что сигнал *A* перекрывается с группой сигналов *C*, а сигнал *B* не полностью прописывается из-за низкого значения H_{res} и большой ширины линии. С учетом этой неточности, оценочное значение ширины сигнала *A* составляет 200 Э, а ширина сигнала *B* составляет примерно 400-440 Э. Отметим, что хотя пиковая интенсивность сигнала *B* больше в образце с $x=0,4$, чем в образце с $x=0,6$, необходимо учесть, что ширина сигнала меньше, поэтому интегральная интенсивность существенно не меняется.

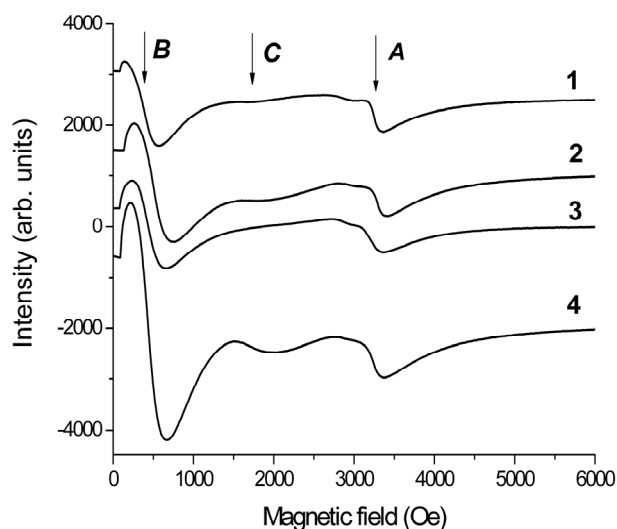


Рис.3. Спектры ЭПР порошков $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ $x=0,1$ (спектр 1); $x=0,2$ (спектр 2); $x=0,6$ (спектр 3); $x=0,4$ (спектр 4), $T=290$ К.

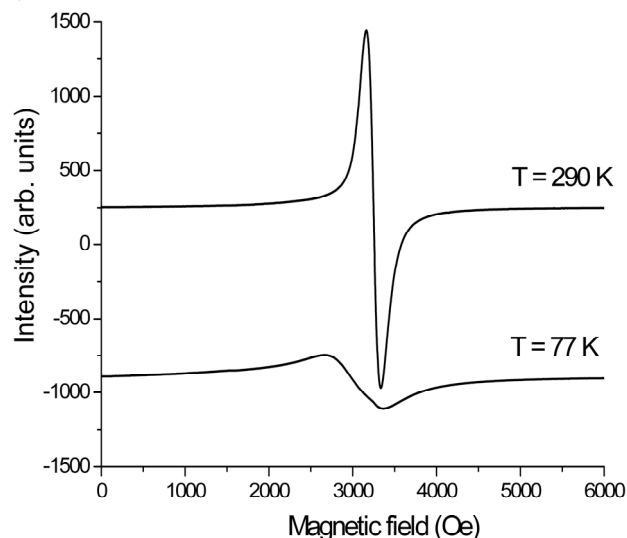


Рис.4. Спектры ЭПР порошка $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ $x=0,05$; $T=290$ и 77 К. Частота $\nu=9123$ МГц.

Отдельно на рис.4 представлен спектр ЭПР порошка $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ с $x=0,05$. Этот спектр отличается от остальных тем, что в нем присутствует только один сигнал при $g=2,004$. Его ширина $\Delta H=196$ Э. Мы полагаем, что этот сигнал идентичен сигналу *A* на рис.3, т.е. они имеют одинаковый источник. Поскольку легирование проводилось довольно большими концентрациями железа, вполне вероятно, что зарегистрированные сигналы имеют не парамагнитную, а ферромагнитную природу. В пользу этого предположения говорит относительно большая ширина линий, а более основательным подтверждением являются температурные измерения.

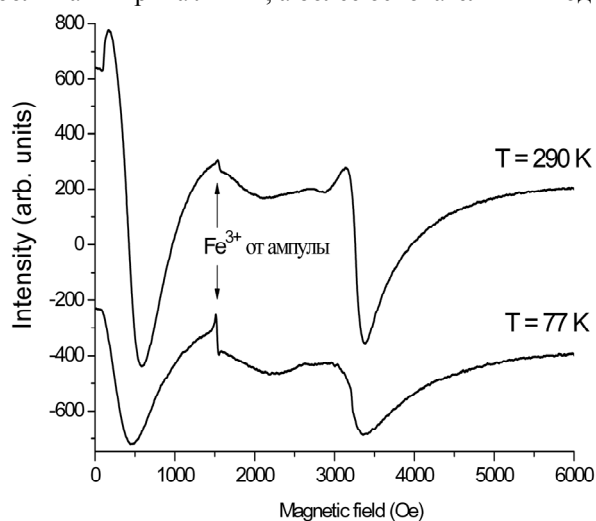


Рис. 5. Спектры ЭПР порошка $\text{KNb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ $x=0,1$, $T=290$ и 77 К. Частота $\nu=9114$ МГц.

[16]. В последнее время много работ было посвящено изучению сигналов ЭПР от ферромагнитных наночастиц (или нанокластеров), и в частности от $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [17-21].

Мы выбрали два наиболее характерных состава порошков, спектры которых качественно различны, а именно порошки с $x=0,05$ и $0,1$, и представили их спектры, записанные при температурах 290 и 77 К, попарно для удобства сравнения (рис.4,5). Репером служил сигнал ЭПР (указан стрелкой на рис.5) от ионов Fe^{3+} , присутствующих в стекле ампулы, в которую помещался исследуемый порошок. Это обычный сигнал ЭПР от парамагнитной примеси и, согласно закону Кюри (парамагнитная восприимчивость $\chi \sim 1/T$) его интегральная интенсивность увеличивается почти в 4 раза при понижении температуры от комнатной до азотной. Иным образом ведут себя сигналы *A*, *B* и *C*. При понижении температуры их пиковая интенсивность существенно уменьшается, ширина увеличивается, а резонансное магнитное поле смещается в низкополевую область. Такое поведение характерно для сигналов ферро- и суперпарамагнитной природы

Анализ этих работ позволяет сделать вывод о том, что сигнал A может соответствовать фазе α -Fe₂O₃, а сигнал C , скорее всего, соответствует магнитным кластерам, образованным ионами Fe³⁺, между которыми существует сильное обменное взаимодействие, аналогично тому, как это происходит в наноразмерных порошках KTaO₃ [22]. Вклад атомов кислорода в это взаимодействие нужно устанавливать отдельно. Относительно сигнала B мы предполагаем, что он соответствует фазе α -Fe. В пользу этого предположения можно привести работу [23], в которой авторы исследовали сигнал ФМР фазы α -Fe, образующейся после отжига аморфного сплава Fe₉₀Zr₇B₃. Этот сигнал имеет характеристики, близкие к характеристикам сигнала B . Необходимо отметить, что сигнал B имеет форму линии производной резонансного поглощения и не является отражением процессов начального намагничивания, которые иногда наблюдаются в спектрах ФМР магнитных соединений (так называемые пики DARMA [24]).

ВЫВОДЫ

В настоящей работе исследованы порошки смешанных соединений KNb_{1-x}Fe_xO₃. Интервал концентраций железа составлял от 5 ат.% до 80 ат.%. По данным РДА установлено, что легирование железом приводит к увеличению объема решетки KNbO₃ в орторомбической фазе (при T=290 К). Средний размер зерен в исследуемых порошках составляет 550 нм. Обнаружено, что при содержании железа 20 ат.% и выше система становится двухфазной и наряду с твердым раствором образуется примесная фаза α -Fe₂O₃. По данным ЭПР установлено наличие трех сигналов ферромагнитного поглощения, причем один из этих сигналов обнаруживается уже при 5 ат.% Fe, что свидетельствует об образовании примесной фазы α -Fe₂O₃ при намного меньшей концентрации железа, чем установлено по данным РДА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. - М.: Мир, 1981. - 286с.; Matthias B.T., Remeika J.P., // Phys. Rev. - 1951. - Vol.82. - P.727.
2. Gunter P. Holography, Coherent Light Amplification, and Optical Phase Conjugation with Photorefractive Materials // Phys. Rep. - 1982. - Vol.93. - P.199.
3. Chun M.K., Goldberg L., Weller J.F. Second - harmonic generation at 421 nm using injection - locked GaAlAs laser array and KNbO₃ // Appl. Phys. Lett. - 1988. - Vol. - 53. - Iss.13. - P.1170.
4. Goldberg L., Busse L., Mehury D. Blue light generation by frequency doubling of AlGaAs broad area amplifier emission // Appl. Phys. Lett. - 1992. - Vol.60. - Iss. 9. - P.1037.
5. Cho Y., Oota N., Odagawa H., Yamanouchi K. Quantitative study on the nonlinear piezoelectric effect in KNbO₃ single crystals for a highly efficient surface acoustic wave elastic convolver // J. Appl. Phys. - 2000. - Vol.87. - P.3457.
6. Nagata H., Matsumoto K., Hirose T., Hiruma Y., Takenaka T. Fabrication and Electrical Properties of Potassium Niobate Ferroelectric Ceramics // Jpn. J. Appl. Phys. - 2007. - Vol.46. - P.7084-7088.
7. Za M., Gunter P. Nonreciprocal optical transmission through photorefractive KNbO₃:Mn // Opt. Lett. - 1085. - Vol.10. -P.184-186.
8. Ding Y., Zhang Z.G., Eichler H.J., Shen D.Z., Ma X.Y., Chen J.Y. Mirrorless self-pumped phase conjugation in KNbO₃:Mn and KNbO₃:Co // Opt. Lett. - 1995. - Vol.20. - P.686.
9. Zhang Z., Ding Y., Eichler H.J., Fu P., Zhou G., Yang J., Shen D., Ma X., Chen J. Improvement of the Two-Beam Response Time in Photorefractive Double-Doping KNbO₃ // Chinese Physics Letters. - 1997. - Vol.14. - P.103.
10. Kakimoto K.I., Masuda I., Ohsato H. Solid-Solution Structure and Piezoelectric Property of KNbO₃ Ceramics Doped with Small Amounts of Elements // Jpn. J. Appl. Phys. - 2004. - Vol.43. - P.6706-6710.
11. Masuda I., Kakimoto K.I., Ohsato H. Ferroelectric Property and Crystal Structure of KNbO₃ Based Ceramics // Journal of Electroceramics. - 2004. - Vol.13. - P.555-559.
12. Matsumoto K., Hiruma Y., Nagata H., Takenaka T. Electric-field-induced strain in Mn-doped KNbO₃ ferroelectric ceramics // Ceramics International. - 2008. - Vol.34. - P.787-791.
13. Nagata H., Hirose T., Hikita K., Hiruma Y., Takenaka T. Evaluation of Piezoelectric Properties for KNbO₃-Based Ceramics // Ferroelectrics. - 2009. - Vol.381. - P.191-195.
14. Nagata H., Yawata N., Sato S., Takenaka T. Fabrication and Electrical Properties of Mn-Doped KNbO₃ Ceramics Synthesized from KHCO₃ as a Starting Material // Japanese Journal of Applied Physics. - 2012. - Vol.51. - P.09LD05.
15. Golovina I.S., Bryksa V.P., Strelchuk V.V., Geifman I.N., Andriiko A.A. Size effects in the temperatures of phase transitions in KNbO₃ nanopowder // J. Appl. Phys. - 2013. - Vol.113. - P.144103.
16. Raikhler Yu.L., Stepanov V.I. Intrinsic magnetic resonance in superparamagnetic systems // Phys. Rev. - 1995. - Vol.B 51. - P.16428.
17. Pietrzak J., Klimaszewski B. Ferromagnetic Resonance in Thermally Processed α -Fe₂O₃ // Phys. Status Solidi. -1969. - Vol.B 34. - P.315-318.
18. Mukherjee S., Pal A.K., Bhattacharya S., Chattopadhyay S. Field-induced spin-flop transitions of interacting nanosized α -Fe₂O₃ particles dispersed in a silica glass matrix // J. Phys.: Condens. Matter. - 2008. - Vol. 20. - P.055204.
19. Hsieh C.T., Huang W.L., Lue J.T. The change from paramagnetic resonance to ferromagnetic resonance for iron nanoparticles made by the sol-gel method // Journal of Physics and Chemistry of Solids. - 2002. - Vol.63. - P.733-741.
20. Jahagirdar A.A., Dhananjay N., Monika D.L., Kesavulu C.R., Nagabhushana H., Sharma S.C., Nagabhushana B.M., Shivakumara C., Rao J.L., Chakradhar R.P.S. Structural, EPR, optical and magnetic properties of α -Fe₂O₃ nanoparticles // Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy. - 2013. - Vol.104. - P.512-518.
21. Can M.M., Coşkun M., Firat T. A comparative study of nanosized iron oxide particles; magnetite (Fe₃O₄), maghemite (γ -Fe₂O₃)

- and hematite (α -Fe₂O₃), using ferromagnetic resonance // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2012. – Vol.542. – P.241–247.
22. Golovina I.S., Shanina B.D., Kolesnik S.P., Geifman I.N., Andriiko A.A. Magnetic defects in KTaO₃ and KTaO₃:Fe nanopowders // *Phys. Stat. Sol. B*. – 2012. – Vol.249. – P.2263–2271.
 23. Folly W.S.D., Caffarena V.R., Sommer R.L., Capitaneo J.L., Guimaraes A.P. Magnetic properties of Fe₉₀Zr₇B₃ ribbons studied by FMR and magnetization // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – Vol.320. – P.e358–e361.
 24. Rivoire M., Suran G. Magnetization of thin films with in-plane uniaxial anisotropy studied by microwave absorption // *J. Appl. Phys.* – 1995. – Vol.78. – P.1899-1905.

УДК 533.924:54.19.

ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАЛЛОГИДРИДОМ ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

И.Н. Серед

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

пл. Свободы 4, 61022, Харьков, Украина

E-mail: igorsereda@mail.ru

Received April 12, 2013

Работа посвящена экспериментальным исследованиям особенностей процессов поглощения и выделения водорода геттерным гидридообразующим сплавом $Zr_{50}V_{50}$ в плазме тлеющего разряда. Такой подход создает возможность проведения реакций, которые при использовании классических методов протекают лишь в экстремальных условиях. В работе определены условия, при которых происходит поглощение водорода такими сплавами в условиях разряда. Получена корреляция между количеством поглощенного водорода в зависимости от внешних параметров разряда и количества десорбированного водорода.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: металлгидрид, тлеющий разряд, сорбция-десорбция водорода, масс-спектрометрия, плазма

PECULIARITIES OF HYDROGEN SORPTION BY METAL-HYDRIDE IN PLASMA OF GLOW DISCHARGE

I.N. Sereda

V.N. Karazin Kharkiv National University

4 Svobody Sq., 61022, Kharkov, Ukraine

The paper is devoted to experimental investigations of the processes peculiarities of hydrogen absorption and desorption by getter hydride-forming $Zr_{50}V_{50}$ alloy in plasma of glow discharge. Such a way creates a possibility to make reactions that using common methods is only at extreme conditions. In this work the conditions of hydrogen absorption by such alloys in glow discharge were determined. The correlation between the absorbed hydrogen quantity depending on external discharge parameters and desorbed hydrogen quantity were carried out.

KEY WORDS: metal-hydride, glow discharge, sorption-desorption of hydrogen, mass-spectrometry, plasma

ОСОБЛИВОСТІ ПОГЛИНАННЯ МЕТАЛОГІДРИДОМ ВОДНЮ В ПЛАЗМІ ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ

І.М. Серед

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

пл. Свободи 4, 61022, Харків, Україна

Робота присвячена експериментальним дослідженням особливостей процесів поглинання та виділення водню геттерним гідрідоутворюючим сплавом $Zr_{50}V_{50}$ в плазмі тліючого розряду. Такий підхід будує можливість проведення реакцій, які при застосуванні класичних методів ідуть лише в екстремальних умовах. В роботі визначені особливості при яких здійснюється поглинання водню такими сполуками в умовах розряду. Отримана кореляція між кількістю водню, що поглинається, в залежності від зовнішніх параметрів розряду і кількістю водню, що десорбується.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: металлгидрид, тліючий розряд, сорбція-десорбція водню, мас-спектрометрия, плазма

Системы хранения водорода на основе металлгидридных технологий давно нашли применение в различных областях науки и техники. Металлогидридные системы являются альтернативой традиционно применяемым устройствам для энерготехнологической переработки водорода: его хранения, очистки от газовых примесей либо селективного извлечения из водородосодержащих газов с последующей подачей его потребителю. Существенное развитие за последние десятилетия получило создание систем напуска водорода для плазменных устройств. В этом случае металлгидридные накопители служат не только для хранения водорода, а и, как правило, выполняют функцию электродов газоразрядных устройств [1]. Гидридообразующие геттерные материалы на основе $Zr-V$ сплавов являются перспективной базой для изготовления таких электродов. Данные интерметаллические соединения при комнатной температуре обладают равновесными давлениями, не превышающими $10^{-2} - 10^{-1}$ Тор, а разложение гидридных фаз этих материалов позволяет обеспечивать практически равномерный напуск изотопов водорода в интервале рабочих температур 400 – 900 К [2]. Однако наряду с хорошо изученными процессами выделения водорода под воздействием бомбардирующих частиц из плазмы будут также происходить и процессы его поглощения, обусловленные геттерными свойствами материала. Выше перечисленные процессы выделения-поглощения являются конкурирующими [3 - 4]. Отсутствие экспериментальных данных о динамике поглощения водорода металлгидридами в плазме не позволяет с уверенностью определить влияние металлгидридных электродов на физические процессы, протекающие в разряде, и параметры плазмы в таких системах. Цель работы - проведение дополнительных экспериментальных исследований динамики сорбции водорода в плазме газового разряда. Опираясь на известные результаты [3], полученные при изучении тлеющего разряда с

металлогидридными элементами, дальнейшие исследования целесообразно проводить в такой же системе, как наиболее простой и хорошо изученной.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Тлеющий разряд зажигался в предварительно откачанной вакуумной камере, которая представляла собой цилиндрическую стеклянную колбу диаметром 77 мм. Электроды разряда имели форму дисков и располагались на расстоянии 55 мм друг от друга. Верхний электрод (анод) диаметром 58 мм был изготовлен из нержавеющей стали. Нижний электрод (катод) диаметром 50 мм был изготовлен из меди. Катод разряда был оборудован системой водяного охлаждения и помещался в керамический стакан, препятствующий развитию паразитных разрядов на боковой и нижней поверхностях катода. Исследуемый порошкообразный металлогидрид $Zr_{50}V_{50}H_x$ насыпался в стакан из нержавеющей стали с толщиной стенок 0,5 мм, который располагался над поверхностью медного катода и имел гальваническую связь с последним посредством системы выполненных из того же материала, что и сам стакан, токопроводов. Такое конструктивное исполнение было необходимо для тепловой развязки исследуемого порошка с водоохлаждаемым катодом. Температура стакана из нержавеющей стали контролировалась термопарой, спай которой был приварен к центру дна стакана с наружной стороны. Степень первоначального насыщения водородом металлогидрида составляла величины порядка 70% и 50% или $160 \text{ см}^3/\text{г}$ и $110 \text{ см}^3/\text{г}$ соответственно при нормальных условиях. Масса навески образца составляла 5 г.

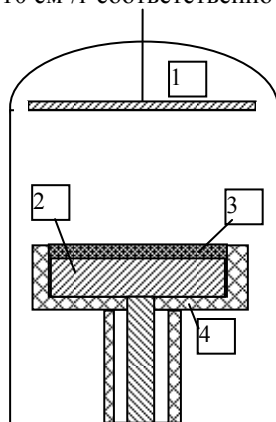


Рис. 1. Схема расположения электродов разряда
1 – анод; 2 – медный катод;
3 – металлогидридный порошок;
4 – керамический изолятор

Катод находился под потенциалом земли, на анод подавался потенциал 0 - 4 кВ. Динамика поглощения металлогидридом водорода исследовалась в условиях динамического вакуума с помощью монопольного масс-спектрометра МХ-7304, подключенного к камере и имеющего собственную систему откачки. В ходе экспериментов осуществлялось сканирование второй атомной единицы массы (молекулярный водород). Запись сигналов проводилась с периодом 10 сек. Давление остаточного газа в вакуумной камере не превышало значения $2 \cdot 10^{-2}$ Тор. Диапазон исследуемых давлений составлял $10^{-1} - 4$ Тор.

Перед включением разряда проводилась «промывка» всей системы водородом. Для этого с помощью игольчатого натекавателя осуществлялась подача водорода в камеру из баллона. По прошествии некоторого времени (около 5 мин) амплитуда сигнала водорода на масс-спектрометре выходила на некоторое постоянное

значение, которое мы будем считать фоновым значением для данного давления. Все последующие измерения проводились относительно фонового значения. Скорость откачки и напуска в ходе исследований не менялись.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Типичные зависимости сигнала водорода H_2 в разряде от времени при давлении 0,3 Тор в случае металлогидридного катода 70% и 50% степени насыщенности приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, при включении разряда и установки разрядного тока на уровне $I_p = 20$ мА происходит увеличение амплитуды сигнала. Это связано с тем, что под воздействием ионной бомбардировки осуществляется удаление поверхностных загрязнений, далее происходит разогрев образца, десорбция из него водорода и, как следствие, давление и разрядный ток увеличиваются. Если оставить параметры разряда неизменными, то вкладываемая в металлогидрид мощность приведет к дальнейшему увеличению давления водорода в камере, что вызовет появление страт, а затем и переход разряда в дуговую форму. Поэтому, когда разрядный ток достигал значения $I_p \approx 30$ мА, а давление в камере существенно увеличивалось, производилось принудительное уменьшение тока разряда до величины порядка 10 мА. При этом амплитуда сигнала молекулярного водорода в масс-спектре резко уменьшалась значительно ниже фонового значения. В дальнейшем регистрировалось плавное возрастание амплитуды сигнала до фонового значения. В случае 70% насыщения водородом металлогидрида выход на фоновое значение амплитуды сигнала происходил в течение примерно 15 мин.

При использовании металлогидридного катода с 50 % насыщением водородом уменьшение тока разряда с 30 мА до 10 мА также приводит к снижению амплитуды сигнала водорода в масс-спектре ниже фонового значения. Однако величина, на которую уменьшается амплитуда, меньше, чем в предыдущем случае, а сигнал существенно быстрее выходит на фоновое значение (в течение 6–7 мин).

В случае принудительного выключения разряда в момент, когда амплитуда сигнала масс-спектрометра ниже фонового значения, достижение фона происходит гораздо быстрее (около 3 мин для всех случаев), чем для режима работы разряда.

В контрольных экспериментах с медным катодом (рабочий газ водород), а также при работе в атмосфере аргона в присутствии металлгидрида снижения уровня сигнала молекулярного водорода в масс-спектре ниже фонового значения не наблюдалось вне зависимости от параметров разряда.

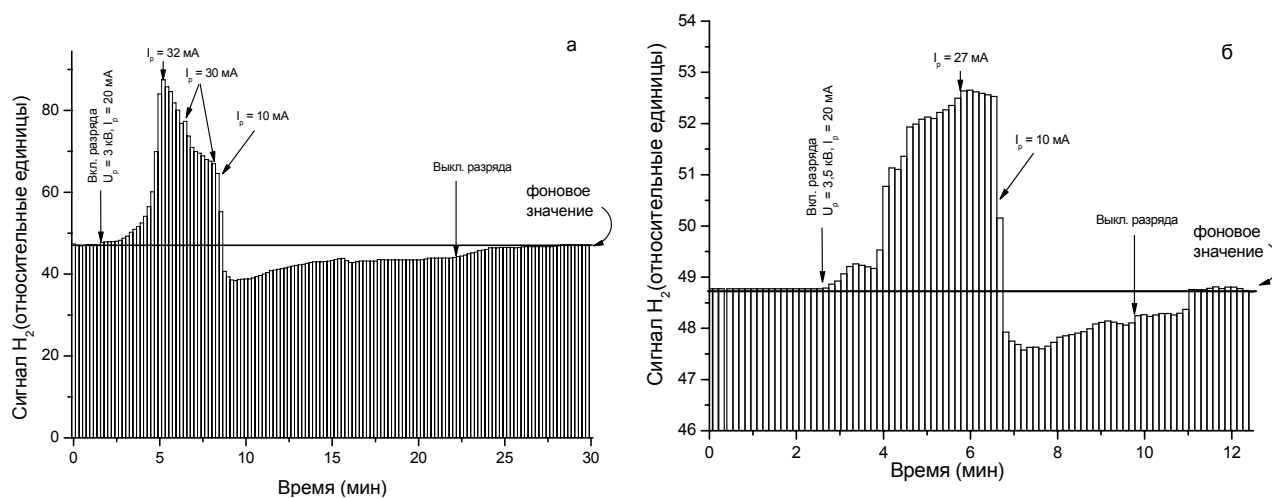


Рис.2. Зависимость сигнала водорода H_2 в разряде при давлении 0,3 Тор от времени в случае металлгидридного катода а – 70% степени насыщенности, б – 50% степени насыщенности

Такое поведение амплитуды сигнала молекулярного водорода в масс-спектре было характерно для всех исследуемых рабочих давлений.

Основываясь на полученных результатах, представляется вероятным следующее объяснение наблюдаемого эффекта. Снижение амплитуды сигнала ниже фонового значения, по-видимому, связано с процессами поглощения водорода металлгидридом. Под воздействием бомбардировки заряженными частицами из плазмы десорбция водорода происходит из приповерхностного слоя такого материала и приводит к обеднению водородом этой области. При резком уменьшении теплового воздействия на металлгидрид скорость десорбции водорода падает и становится ниже скорости его поглощения. Поскольку процесс гидрирования протекает, скорее всего, на поверхности помещенного в плазму образца [3], то обедненный приповерхностный слой восполняется водородом из газовой фазы разряда. При этом, когда металлгидрид служит катодом газоразрядного промежутка, существует дополнительный поток газа к катоду в виде ионной компоненты. Поэтому время, при котором скорость сорбции превышает скорость десорбции водорода, увеличивается по сравнению со случаем отсутствия плазмы.

Следует отметить, что по мере выработки водорода из металлгидрида количество десорбированного газа уменьшается при неизменном тепловом воздействии на материал. Соответственно количество поглощенного водорода также уменьшается.

ВЫВОДЫ

Таким образом, на основании проведенных экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы:

1. При использовании металлгидридного катода в тлеющем разряде в условиях постоянства разрядного тока скорость десорбции водорода существенно превышает скорость его сорбции.
2. Поглощение водорода металлгидридным катодом в плазме происходит при резком уменьшении тока разряда в условиях десорбции из катода водорода.
3. В исследуемом диапазоне давлений под воздействием разряда поглощается значительно большее количество водорода по сравнению со случаем обычной тепловой релаксации металлгидрида.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Basteev A.V., Obolenskiy M.A., Solovey V.V. Aktivatsiya vodoroda i vodorod soderzhashchikh energonositeley. – Kiev: Naukova dumka, 1993. - 162 s.
2. Barosi T., Giorgi A. A non – evaporable getter for low temperatures // Vacuum. – 1973. - Vol. 23, № 1. - P.15–19.
3. Verbitskiy V.N., Lototskiy M.V., Mitrokhin S.V., Semenenko K.N. Vzaimodeystvie intermetallicheskikh soedineniy s vodorodom v plazme tleyushchego razryada // Vestn. Mosk. un-ta. – Khimiya. – 1983. - T.24, №4. - S.414 – 418.
4. Klochko Ye.V., Lototskiy M.V., Popov V.V., Shmal'ko Yu.F., Borysko V.N. Sorption and electrotransfer characteristics of hydrogen – gettering materials in contact with a hydrogen plasma // J. Alloys and Compounds. – 1997. - Vol. 261. - P.259–262.

УДК 615.47: 669.296

МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ЦИРКОНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МЕДИЦИНСКИХ ИМПЛАНТАТОВ

Н.Н. Пилипенко, А.А. Дробышевская, Р.В. Ажажа, Ю.С. Стадник, И.Г. Танцюра,
Д.В. Ковтеба

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»

61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

E-mail: mpylypenko@kipt.kharkov.ua

Received April 29, 2013

Рассмотрены аспекты получения заготовок из циркония и сплава Zr1%Nb с использованием высокотемпературной деформации для медицинских имплантатов, изучены их физико-механические свойства. Приведены результаты исследований влияния температуры на процесс образования оксидной пленки на поверхности данных материалов. Проанализированы изменения структуры и свойств циркониевых заготовок в результате воздействия термической обработки в воздушной среде до 800 °С.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: цирконий, циркониевый сплав, свойства, структура, металлические имплантаты

MATERIALS ON THE BASIS OF ZIRCONIUM FOR CREATING OF MEDICAL IMPLANTS M.M. Pylypenko, A.A. Drobyshevskaya, R.V. Azhazha, Yu.S. Stadnik, I.G. Tantsyura, D.V. Kovteba

National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Academicheskaya Str. 1, Kharkov, Ukraine, 61108

The aspects of production workpieces from zirconium and alloy Zr1%Nb using high temperature deformation for medical implants are considered, their physical and mechanical properties are studied. The results of the temperature effect on the formation of the oxide film on the surface of these materials are presented. The changes in the structure and properties of zirconium workpieces due to exposure of thermal treatment in the air up to 800 °С are analyzed.

KEY WORDS: zirconium, zirconium alloy, properties, structure, metal implants

МАТЕРІАЛИ НА ОСНОВІ ЦИРКОНІЮ ДЛЯ СТВОРЕННЯ МЕДИЧНИХ ІМПЛАНТАТІВ М.М. Пилипенко, А.О. Дробішевська, Р.В. Ажажа, Ю.С. Стадник, І.Г. Танцюра, Д.В. Ковтеба

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»

61108, м. Харків, вул. Академічна, 1

Розглянуто аспекти виготовлення заготовок з цирконію і сплаву Zr1%Nb з використанням високотемпературної деформації для медичних імплантатів, вивчені їх фізико-механічні властивості. Приведено результати досліджень впливу температури на процес утворення оксидної плівки на поверхні даних матеріалів. Проаналізовано зміни структури і властивостей цирконієвих заготовок в результаті впливу термічної обробки в повітряному середовищі до 800 °С.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: цирконій, цирконієвий сплав, властивості, структура, металеві імплантати

Широко известно применение циркония в качестве конструкционного материала в ядерных энергетических реакторах. Сплавы на основе циркония благодаря уникальному комплексу свойств (высокой радиационной и коррозионной стойкости, механической прочности) являются основным конструкционным материалом активных зон атомных реакторов. Однако благодаря своей высокой стойкости против коррозии цирконий находит применение в областях, не связанных с ядерной энергетикой, например, в медицине.

Разработка и использование материалов, совместимых с тканями организма и предназначенных для использования в качестве искусственных органов – одна из первоочередных задач современной медицины. При имплантации различных материалов (сплавы железа, кобальта, серебра, хрома и другие) в костную ткань встает проблема их отторжения. В середине прошлого столетия было открыто явление остеоинтеграции – процесс заживления костной ткани, благодаря чему кость способна срастаться с внедренным в нее имплантатом. Широкое применение для остеосинтеза получил титан и сплавы на его основе, которые содержат в своем составе алюминий, ванадий и железо, увеличивающие прочностные характеристики сплава.

Однако титановые сплавы не могут считаться оптимальными, так как ванадий является токсическим элементом и негативно влияет на интеграцию искусственной конструкции в живые ткани, алюминий и железо приводят к образованию соединительно-тканной прослойки вокруг имплантата и к значительному загрязнению тканей, что является признаком недостаточной биоинертности металла [1].

Циркониевые сплавы, являясь альтернативой в производстве имплантатов, поскольку не содержат токсических химических элементов. Содержание железа, ванадия и алюминия определяется в титановых сплавах десятками долями процента, в то время как в циркониевых сплавах с ниобием ванадий отсутствует, алюминий содержится в тысячных долях, а железа содержится на 2 порядка ниже.

Из свойств циркония наибольший интерес представляют такие, как высокая коррозионная стойкость в органических соединениях, биологическая инертность, значительная стойкость к различным химическим

воздействиям, технологичность, прочность.

Химический состав сплава обуславливает его механические свойства. Циркониевые сплавы системы цирконий-ниобий относятся к группе сплавов с твердорастворным упрочнением и отличаются от интерметаллидных, т.е. склонных к намагничиванию, к числу которых относится и титан, высокими характеристиками усталостной выносливости, мало зависящими от структуры металла. Малая структурная чувствительность циркония позволяет расширить спектр технологических воздействий. Следует отметить склонность циркониевых материалов к самозалечиванию поверхностных дефектов и высокую стойкость к образованию трещин. Согласно имеющимся в литературе данным, сплав циркония с ниобием является биоинертным материалом, не влияет на рост костных и тканевых клеток, а также не вызывает видимых морфологических изменений внутренних органов, не обладает бактерицидными свойствами [2-4].

В последние годы в медицинской практике проводятся интенсивные исследования сплавов циркония. Вместе с тем, несмотря на прогресс в использовании циркониевых материалов в медицине, недостаточное внимание уделено изучению технологий их обработки для использования в травматологии и ортопедии. Целью работы является разработка способов получения циркониевых прутков для заготовок медицинских имплантатов и исследование их свойств.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве исходного материала для изготовления опытной партии заготовок для медицинских имплантатов были использованы слитки циркония и сплава Zr1%Nb. Химический состав слитков сплава представлен в табл. 1. Контроль слитков на наличие внутренних дефектов проводился ультразвуковым методом при помощи прибора марки УД-270 с набором излучателей, который позволяет фиксировать дефекты величиной от 100 мкм.

Таблица 1

Содержание примесей в циркониевых слитках, мас.%

Элемент	N	C	O	Fe	Si	Ni	Ti	Al	Ca	Cr	Mn	Hf	Nb	Содержание Zr с Nb, не менее
мас.%	0,006	0,016	0,14	0,03	0,01	0,01	0,001	0,003	0,03	0,001	0,0005	0,024	1,0	99,7

Ковку слитков проводили с использованием пневматического молота МА4136. Заготовки дляковки нагревали в печи электросопротивления до температуры 850 °С. Так как горячая ковка производилась на воздухе, то на поверхности поковки образовывался оксидный слой. Для удаления этого слоя и поверхностных дефектов поковки обрабатывали механическим методом на токарном станке. Таким методом были получены прутки диаметрами 40, 50, 55 мм, длиной 250 - 300 мм. Для проведения дальнейшей деформации заготовок применялся рекристаллизационный отжиг в вакуумной печи: температура – 650 °С; время – 2 ч; давление – 0,0133 Па.

Последующая деформация проводилась на прокатном стане в профильных валках при комнатной температуре. Максимальный процент деформации не превышал 45 %. После прокатки и рихтовки прутков применялась операция по удалению поверхностных дефектов методом шлифовки. Для этого использовался бесцентровый ленточно-шлифовальный станок для круглого шлифования немецкой фирмы «Fine». После такой обработки были получены заготовки в виде прутков диаметрами 16, 18, 20, 30, длиной 300 – 500 мм. На конечном этапе получения заготовок проводился рекристаллизационный отжиг.

Структура и микротвердость образцов изучались в продольном и поперечном сечении полученных прутков. Микроструктура образцов исследовалась стандартным металлографическим методом на оптическом микроскопе ММР-4. Измерения микротвердости осуществлялись на приборе ПМТ-3, твёрдость по Бринеллю (НВ) определялась на приборе ТШ-2. Исследования механических свойств циркониевых прутков проводились на установке «Инстрон 5581» при температуре 20 °С.

Для измерения параметров шероховатости поверхности образцов использовался переносной профилометр-профилограф TR200 производства компании Time Group Inc. С помощью этого прибора определяли величину R_a – среднее арифметическое отклонение профиля поверхности в соответствии с международным стандартом ISO 4287.

Коррозионные испытания сводились к выдержке образцов на воздухе при температурах 500 - 800 °С со взвешиванием в начале и в конце испытаний на микроаналитических весах ВЛР-200 с точностью до 0,5 мг. Время выдержки образцов в указанном диапазоне температур составляло от нескольких минут до 10 ч. Параметрами оценки коррозионных свойств образцов являлись: характеристика внешнего вида (сплошность, однородность цвета оксидных плёнок) и скорость коррозии, определяемая привесом образца на единице поверхности за период испытаний.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Методом свободнойковки при высокой температуре и горячей прокатки были получены прутки для дальнейшего использования при изготовлении ортопедических имплантатов. Микроструктура образцов

заготовок, полученных ковкой в поперечном сечении, приведена на рис. 1. Видно, что полученная в процессековки структура неоднородна. Микротвёрдость данных заготовок составляла $H_{\mu}=2100$ МПа при нагрузке 50 г, твёрдость по Бринеллю $HV=2500$ МПа при нагрузке 1000 кг.

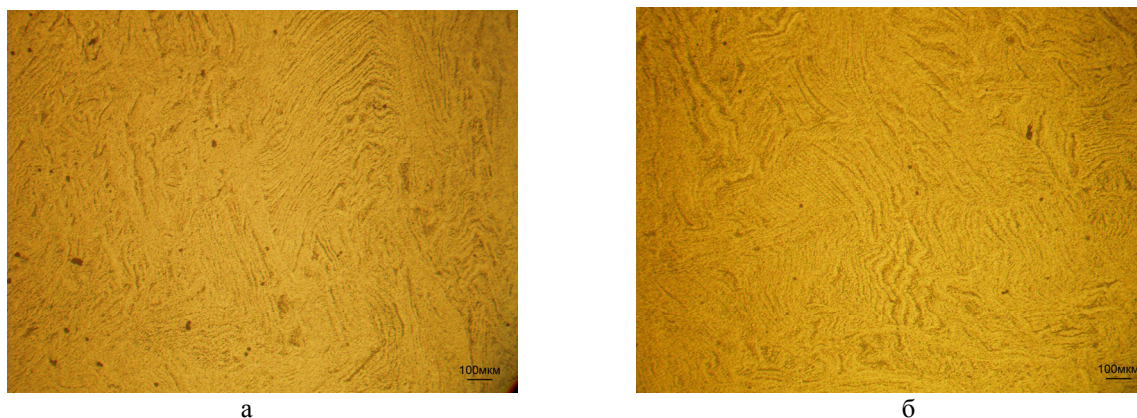


Рис. 1. Микроструктура заготовок, полученных ковкой в поперечном сечении
а – центральная часть, б – периферийная часть

Микроструктура заготовок, полученных прокаткой в продольном и поперечном сечениях (вдоль и поперек прокатки), приведена на рис. 2. Микротвёрдость образцов составляла $H_{\mu}=2360$ МПа, твердость $HV=2770$ МПа.

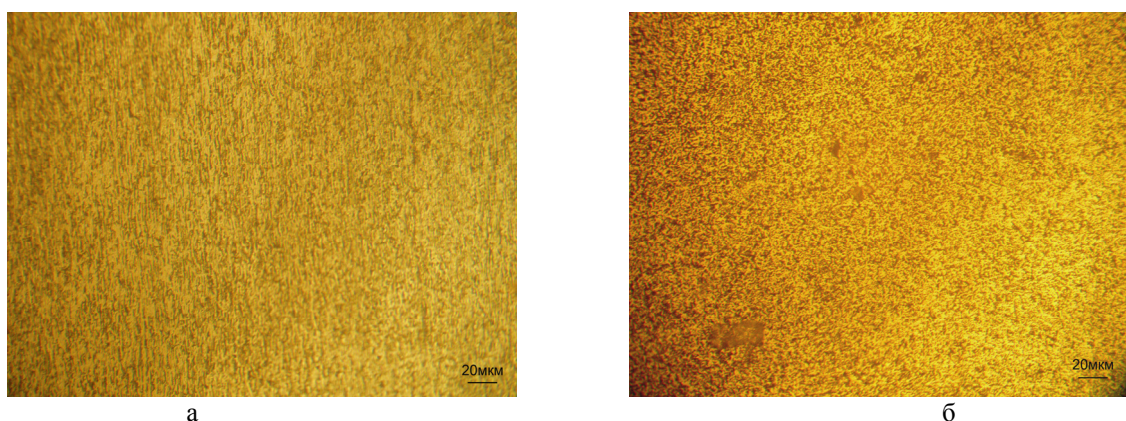


Рис. 2. Микроструктура заготовки, полученной прокаткой
а - продольное сечение, б – поперечное сечение

При сравнении приведенных изображений видно, что последующая прокатка кованой заготовки позволила существенно измельчить структуру и привела к формированию мелкодисперсной однородной структуры. Таким образом, металлографический анализ показал, что в результате применения методов свободнойковки при высокой температуре и горячей прокатки, получены прутки циркониевых сплавов в мелкодисперсном состоянии.

Для снятия внутренних напряжений, возникающих при механической обработке, были проведены рекристаллизационные отжиги полученных заготовок циркония. Микроструктура после отжига в вакууме принципиально не изменилась, в то время как микротвёрдость уменьшилась и составила $H_{\mu}=2210$ МПа, твердость $HV=2090$ МПа. Вследствие рекристаллизационного отжига из деформированных зерен вырастают новые кристаллы в состоянии, близкому к равновесному, поэтому твердость образцов снижается.

Механические свойства полученных циркониевых прутков, а также для сравнения, данные для титановых сплавов, приведены в табл. 2. При сравнительном анализе этих данных видно, что по указанным параметрам циркониевый сплав отвечает требованиям стандарта ISO 5832 (имплантаты для хирургии) и имеет более высокие физико-механические свойства, чем титановые сплавы. Полученные результаты свидетельствуют о том, что применение циркониевого сплава со специальной механической и термической обработкой, по сравнению с традиционными титановыми сплавами, позволяет получать конструкционные элементы с преимущественно более высоким уровнем механических свойств, ответственных за эксплуатационную стойкость изделия.

В ряде случаев эндопротезы (имплантаты) испытывают опорно-вращательные нагрузки, например, в тазобедренном суставе. Такие имплантаты помимо коррозионного воздействия подвержены постоянному истиранию поверхности за счет трения материалов шаровой поверхности головки и чашки имплантатов. Все пары трения, которые используются в эндопротезах подвижных суставов, должны быть износостойкими и долговечными, а продукты трения не токсичными.

Таблица 2

Сравнение механических характеристик сплавов титана и циркония

Характеристика	BT-1-0*	BT-1-00*	BT-6**	Zr1%Nb	
				после деформации	после отжига
Предел прочности на растяжение, МПа	400-450	300-450	860	910-920	630-670
Предел текучести, МПа	300-420	250-380	780	630-660	340-390

* – ГОСТ 26492-85

** – ISO 5832-3

В последнее время все большее распространение получают головки из циркониевых сплавов, которые обладают хорошей устойчивостью к трению, меньше корродируют в месте контакта материалов, а продукты износа малотоксичны. Для повышения долговечности таких изделий из циркониевых сплавов их поверхность необходимо покрывать защитной оксидной пленкой, стабилизирующей процесс коррозии и повышающей износостойкость.

Известно, что циркониевые сплавы не являются химически инертными материалами, их поверхность быстро покрывается оксидной пленкой, которая и обеспечивает им высокую антикоррозийную устойчивость, необходимую для ортопедических имплантатов. Исследование процессов образования оксидной пленки на поверхности циркония и сплава Zr1%Nb при нагревании образцов на воздухе до 800 °С проводились на цилиндрических образцах, вырезанных из прутков, полученных методами свободнойковки при высокой температуре и горячей прокатки.

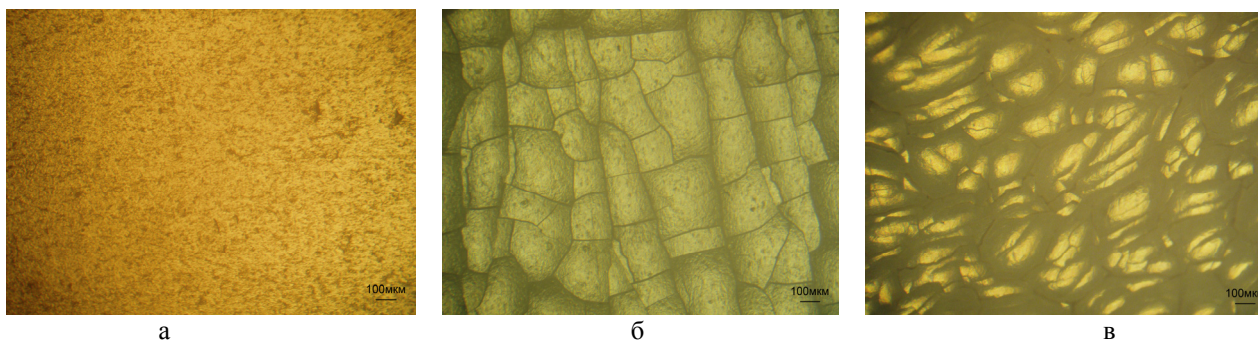


Рис. 3. Внешний вид поверхности образцов после окисления в течение 10ч
а – цирконий при 500°С, б – цирконий при 800°С, в - сплав Zr1%Nb при 800°С

Результаты испытаний показали, что процесс образования оксидной пленки при высоких температурах нагрева в диапазоне 500-800 °С на воздухе происходит довольно быстро: всего за несколько минут образцы покрываются черной оксидной пленкой. Структура оксидного слоя во многом определяется температурой и продолжительностью процесса [5]. Также существенно влияет состав сплава. При исследовании процесса окисления было обнаружено, что для чистого циркония и циркония, легированного ниобием, температура начала отслоения оксидной пленки разная. На рис. 3 приведено изображение внешнего вида поверхности циркония и сплава Zr1%Nb после окисления при 500 и 800 °С в течение 10 ч. Видно, что при отжиге 500 °С образцы покрыты сплошной глянцевой пленкой, в то время как при 800 °С для сплава Zr1%Nb образуется неоднородная структура, с некоторым разделением на фрагменты, а для чистого циркония отчетливо заметны трещины вследствие образования меньшего количества тетрагональной фазы в оксидном слое. Из-за низкой объемной доли тетрагонального оксида вязкость разрушения оксидного слоя становится значительно ниже, оксидный слой восприимчив к микротрещинам, теряет свою прилегающую защитную структуру [6]. В структуре сплава Zr1%Nb после окисления наблюдается присутствие значительного количества светлой, то есть тетрагональной фазы, поэтому образование микротрещин в слое оксида происходит не так интенсивно, как в случае чистого циркония.

Таким образом, при отжиге на воздухе до 600 °С на поверхности циркония и его сплава образуется прочная черная оксидная пленка однородной структуры. Дальнейшее увеличение температуры до 800 °С приводит к росту оксидной пленки, при этом происходит образование трещин и ее разрушение.

Минимальная толщина пленки, необходимая для защиты металла и стабилизации процесса коррозии, зависит от многих факторов: температуры, химического состава, структуры, подготовки поверхности образца и др. Исследования кинетики окисления циркониевых прутков показали, что с повышением времени выдержки прирост массы образцов увеличивается и значительно зависит от температуры. На рис. 4 приведены результаты этих исследований, представлена зависимость прироста образцов при окислении от продолжительности отжига

при определенных температурах. Видно, что рост оксидной пленки в изотермических условиях в интервале температур 500-800 °С не подчиняется какому-либо одному закону и не может быть описан одним кинетическим уравнением.

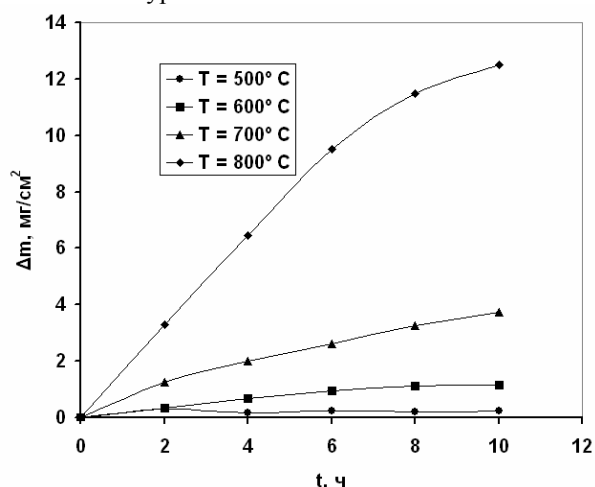


Рис. 4. Увеличение массы образца сплава Zr1%Nb при окислении на воздухе в зависимости от времени

отличаются. Например, микротвердость образцов при нагрузке 100 г, нагретых при 500 °С в течение 5 ч, составляла 2970 МПа, при 600 °С в течение 3 ч – 3830 МПа, при 700 °С в течение 1 ч – 6420 МПа. Микротвердость исходных образцов составляла 2360 МПа.

Таким образом, несмотря на то, что коррозия является деструктивным процессом, формирование плотных оксидных пленок на поверхности циркониевых материалов при оптимальном сочетании температуры и времени отжига приводит к позитивным эффектам за счет создания защитного барьера на пути дальнейшей деградации материала.

ВЫВОДЫ

Проведены исследования процессов получения циркониевых прутков методами свободнойковки при высокой температуре и горячей прокатки для использования в производстве медицинских имплантатов. Получены прутки сплавов циркония в мелкодисперсном состоянии, пригодные для изготовления эндопротезов.

Установлено, что выбор оптимальных значений температуры и времени окисления позволяет создавать на поверхности циркониевых материалов плотные биоинертные оксидные покрытия, необходимые для ортопедических имплантатов.

Показано, что сплавы циркония являются альтернативой в производстве ортопедических имплантатов, а по отдельным позициям имеют приоритет перед ранее используемыми материалами в данной области. Благодаря высоким коррозионным и технологическим свойствам, достаточным для преемственной обработки и получения требуемых геометрических размеров и качества поверхности, циркониевые сплавы являются перспективным отечественным материалом для применения в клинической онкологии, травматологии и ортопедии в качестве компонентов модульных эндопротезов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sidel'nikov A.I. Sravnitel'naja harakteristika materialov gruppy titana, ispol'zuemyh v proizvodstve sovremennyh dental'nyh implantatov // M., zh. Info-Dent. – 2000. № 5. - S. 10-12.
2. Shaposhnikov Ju.G., Sherepo K.M. i dr. Cirkonij dlja jeksplantatov v travmatologii i ortopedii // Ortopedija, travmatologija i protezirovanie. Har'kov. – 1993. - № 1. S. 31-33.
3. Luk'janchenko V.V., Maljasova M.G. Metally v implantologii // Ortopedija, travmatologija i protezirovanie. Har'kov. – 2010. - № 3. - S. 130-132.
4. Sherepo K.M., Parfenov A.B., Zusmanovich I.S. K voprosu o primenении cirkonievych spлавov dlja jendoprotezov i sredstv osteosinteza // Zh. Medicinskaja tehnika. – 1992. - № 5. - S. 14-16.
5. Pilipenko N.N., Azhazha R.V., Tancjura I.G., Kovteba D.V., Stadnik Ju.S. Vlijanie temperatury na process obrazovanija oksidnoj plenki na poverhnosti сплава Zr1%Nb // Materialy Mezhdunarodnoj konferencii po fizike radiacionnyh javlenij i radiacionnomu materialovedeniju. Alushta. - 2012. – S. 241.
6. Pilipenko N.N. Vlijanie flora na vospriimчивost' сплавov Zr-Nb k vysokotemperaturnomu окислению // VANT. Serija: «Vakuум, chistye materialy, sverhпроводники». – 2011. - №6(76). – S.18-23.

УДК 621.039.584

АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ СУХОГО ХРАНЕНИЯ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА В АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЯХ

С.В. Алёхина^{1,2}

¹Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины
г. Харьков, 61046 Украина, ул. Дм. Пожарского, 2/10

²Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

г. Харьков, 61022, Украина, пл. Свободы, 4

e-mail: alyokhina@ipmach.kharkov.ua

Received June 14, 2013

Рассмотрены возможные аварийные ситуации, связанные с перекрытием вентиляционных каналов контейнеров хранения отработавшего ядерного топлива Запорожской АЭС. Путем решения сопряженных задач теплообмена определены максимальные температуры, достигаемые в контейнере хранения в каждой из рассмотренных аварий. На основе полученных данных предложена система градации аварийных ситуаций.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: отработавшее ядерное топливо, сухое хранение, сопряженная задача теплообмена, тепловое состояние, проектная авария.

THE ANALYSIS OF THERMAL REGIMES OF SPENT NUCLEAR FUEL STORAGE AT ACCIDENT CONDITIONS

S.V. Alyokhina^{1,2}

¹A.M. Pidgorny Institute for Mechanical Engineering Problems of the National Academy of Sciences of Ukraine
Ukraine, Kharkiv, Dm. Pozharsky str. 2/10, 61046

²V.N. Karazin Kharkov National University

Ukraine, Kharkiv, Svobody sq. 4, 61022

The expected accident conditions with blocking of ventilated channels of spent nuclear fuel storage containers on Zaporizhka NPP were considered. By solving of conjugate heat transfer problems the maximal temperatures inside containers at each of considered accidents were calculated. On base of received results the system of accidents gradation was proposed.

KEY WORDS: spent nuclear fuel, dry storage, conjugate heat transfer problem, thermal state, design basis accident.

АНАЛІЗ ТЕПЛОВИХ РЕЖИМІВ СУХОГО ЗБЕРІГАННЯ ВІДПРАЦЬОВАНОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА В АВАРИЙНИХ СИТУАЦІЯХ

С.В. Алюхіна^{1,2}

¹Інститут проблем машинобудування ім. А.М. Підгорного НАН України
м. Харків, 61046, вул. Дм. Пожарського, 2/10, Україна

²Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна

м. Харків, 61022, пл. Свободи, 4, Україна

Розглянуті можливі аварійні ситуації, пов'язані з перекриттям вентиляційних каналів контейнера зберігання відпрацьованого ядерного палива Запорізької АЕС. Шляхом розв'язання спряжених задач теплообміну визначені максимальні температури, що досягаються в контейнері зберігання в кожній з розглянутих аварій. На основі отриманих даних запропонована система градаци аварійних ситуацій.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: відпрацьоване ядерне паливо, сухе зберігання, спряжена задача теплообміну, тепловий стан, проектна аварія.

Проблема обращения с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ) на сегодняшний день имеет два возможных решения: переработка и хранение (захоронение) [1]. Первый подход используется в странах с замкнутым ядерным топливным циклом (Франция, Россия, Великобритания и др.), второй – с незамкнутым ядерным циклом (США, Украина, Швеция и др.), при этом временное хранение или захоронение ОЯТ зависит от принятой в стране политики обращения с высокоактивными радиоактивными отходами.

Однако в не зависимости от выбранной стратегии обращения с ОЯТ отработавшие топливные сборки все-таки проходят стадию хранения: временного перед отправкой на переработку или длительного (30-50 лет перед окончательным захоронением) [2]. Хранение может осуществляться двумя основными способами: сухим (в специальных контейнерах) и мокрым (в бассейнах выдержки) [3,4]. Каждый из способов имеет свои недостатки и преимущества, но наиболее простым и доступным с экономической точки зрения можно назвать сухое хранение.

Сухое хранение ОЯТ используется во многих странах и, как правило, отработавшее ядерное топливо размещается в специальных контейнерах на открытой или закрытой площадках. Контейнеры для хранения высокоактивных радиоактивных отходов, к которым относится и отработавшее ядерное топливо, имеют множество различных типов и модификаций [4]. Распространенными являются вентилируемые контейнеры, использующие пассивную систему охлаждения. Для больших и малых хранилищ на основе контейнеров такого типа, важным является оценка возможных аварийных ситуаций, связанных с нарушением работы пассивной

системы охлаждения. Тепловой анализ ОЯТ в этом случае проводится для обеспечения безопасных тепловых режимов хранения – одного из составляющих комплексной безопасности установок для обращения с радиоактивными отходами [5].

Целью данной работы является оценка теплового состояния ОЯТ, размещенного для хранения в вентилируемом контейнере, в аварийных ситуациях, связанных с нарушением функционирования пассивной системы охлаждения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Вентилируемые контейнеры хранения отработавшего ядерного топлива в большинстве своем имеют типовую структуру [4]. В настоящей работе в качестве объекта исследования был выбран тип контейнеров, используемых на Запорожской АЭС для временного долгосрочного хранения [6,7].

Схематическое устройство контейнера для хранения ОЯТ изображено на (рис. 1). В каждом контейнере хранится 24 отработавшие топливные сборки (ОТВС), которые вертикально помещаются в шестигранные трубные чехлы (направляющие трубы), являющиеся конструктивными элементами цилиндрической герметичной корзины. Она заполнена гелием, что обеспечивает сухую, инертную, теплопередающую среду в течение всего периода хранения. Корзина размещается в бетонном контейнере. При этом между её корпусом и боковой стенкой контейнера образуется вентиляционный кольцевой канал, в котором происходит передача тепла от стенки корзины к воздуху и за счет естественной тяги тепло выводится из контейнера в окружающее пространство. Контейнеры с ОЯТ хранятся на специальной открытой площадке, расположенной на территории АЭС. Охлаждение отработавшего топлива в течение всего срока хранения осуществляется исключительно пассивным образом, т.е. за счет естественной тяги, и дополнительные охлаждающие системы не предусмотрены.

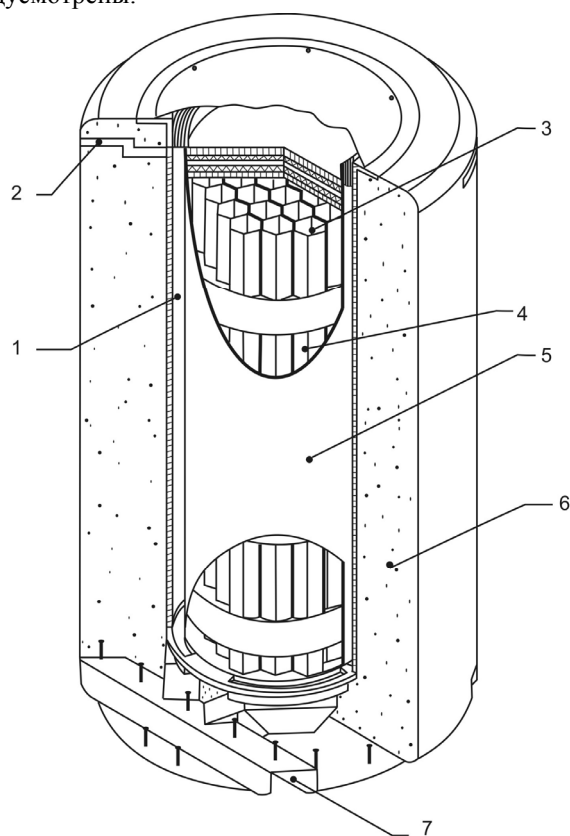


Рис. 1. Структура контейнера хранения ОЯТ:

- 1 – вентиляционный кольцевой канал; 2 – выходной канал;
3 – ОТВС; 4 – направляющие трубы; 5 – корпус герметичной корзины; 6 – корпус контейнера; 7 – входные каналы для охлаждающего воздуха

вентиляционных отверстий.

В данной работе проведен более детальный анализ вероятных аварийных ситуаций, связанных с перекрытием вентиляционных каналов контейнера хранения. Было смоделировано полное перекрытие всех воздухопроводов контейнера, полное перекрытие только входных и только выходных каналов, а также комбинации закупорки верхних и нижних вентиляционных отверстий.

При вводе в эксплуатацию вентилируемых контейнеров хранения ОЯТ проводился анализ последствий возможных аварийных ситуаций в системе ВКХ-ВВЭР. В соответствии с требованиями ПНАЭГ-14-029-91 [8] и НП 306.2.105-2004 [9] в отчете по анализу безопасности сухого хранилища отработавшего ядерного топлива (СХОЯТ) Запорожской АЭС [6] были рассмотрены нарушения нормальных условий эксплуатации (аномально высокие и аномально низкие температуры атмосферного воздуха, закупорка половины входных каналов и др.), проектные (пожар, наводнение, полная инсоляция при максимально ожидаемой температуре воздуха, полная закупорка входных каналов и др.) и запроектные аварии. Поскольку безопасное (с точки зрения соблюдения тепловых критериев) функционирование системы ВКХ-ВВЭР напрямую зависит от эффективности работы системы вентиляции, то при рассмотрении вероятных аварийных ситуаций особый интерес представляет рассмотрение событий, связанных с повышением температуры атмосферного воздуха, внешним тепловым воздействием и перекрытием вентиляционных каналов. Первые два события достаточно хорошо проанализированы в отчете по анализу безопасности [6], в то время как рассмотрено лишь две аварийные ситуации, связанные с перекрытием вентиляционных каналов – полная и частичная (50%) закупорка входных

МЕТОДОЛОГИЯ РЕШЕНИЯ

Математическая модель рассматриваемого стационарного теплофизического процесса включает в себя следующие уравнения в частных производных [10]:

- неразрывности;
- движения вязкой жидкости Навье–Стокса;
- энергии;
- теплопроводности;
- лучистого теплообмена.

Для замыкания система дифференциальных уравнений дополняется термическим уравнением состояния в качестве которого можно взять уравнение состояния идеального газа. Для вычисления турбулентных составляющих теплофизических констант используется модель турбулентности $k-\varepsilon$ [11], которая включает в себя два дифференциальных уравнения – для турбулентной кинетической энергии k и скорости ее диссипации ε . Выбор этой модели турбулентности при исследовании тепловых и газодинамических процессов в вентилируемых контейнерах хранения ОЯТ основан на результатах натурного эксперимента [12].

Расчетная область (рис. 2) представляет собой цилиндрический контейнер с окружающим его воздухом в форме параллелепипеда. На границах расчетной области (границы $\Gamma_1 - \Gamma_5$) заданы атмосферное давление и температура воздуха, соответствующая экстремальным условиям хранения

При расчетах приняты следующие допущения:

1. Корзина хранения рассматривалась как группа однородных тел (зона тепловыделения, оголовков и хвостовик сборок, крышка корзины) с эквивалентной теплопроводностью [11].

2. Окружающая среда была ограничена плоскостями, проходящими на расстоянии от центра рассматриваемого контейнера, равном половине расстояния между двумя соседними контейнерам.

Поскольку наиболее опасными с точки зрения нарушения тепловых режимов хранения являются летние месяцы, задача рассматривалась для максимума летних температур, который для региона Запорожской АЭС составляет 40°C . Атмосферное давление в расчетах принималось равным 101325 Па , что соответствует нормальному атмосферному давлению.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

В нормальных условиях эксплуатации при температуре атмосферного воздуха 24°C максимальная температура в корзине хранения составляет $294,3^\circ\text{C}$, при нарушении нормальных условий эксплуатации, когда температура атмосферного воздуха может составить $40^\circ\text{C} - 309,5^\circ\text{C}$. В том случае, когда работе пассивной вентиляционной системы не препятствуют внешние факторы (например, перекрытие входных или выходных вентиляционных каналов, ветер и т.д.), нагретый вентиляционный воздух поднимается вертикально вверх над контейнером и образует так называемый «тепловой факел» (рис. 3). Охлаждение корзины хранения ОЯТ осуществляется под действием механизмов естественной конвекции: холодный атмосферный воздух поступает через нижние вентиляционные отверстия, нагреваясь проходит по кольцевому вентиляционному каналу и выходит через верхние вентиляционные отверстия. Температура выходящего вентиляционного воздуха в каждом из верхних вентиляционных каналов достигает $77,5^\circ\text{C}$ при температуре атмосферного воздуха 24°C и $93,5^\circ\text{C}$ – при 40°C .

Очевидно, что для пассивной системы вентиляции, когда остаточное тепло от отработавших топливных сборок отводится за счет естественной тяги, наиболее опасной является ситуация, связанная с одновременным перекрытием входных и выходных вентиляционных каналов. Как показали результаты моделирования, в этом случае теплоотвод будет осуществляться путем теплопередачи, максимальная температура в корзине хранения составит $438,7^\circ\text{C}$, а средняя температура поверхности бетонного контейнера достигнет 90°C . Такое событие не рассмотрено в [6], однако может быть отнесено к проектным авариям, поскольку может быть обнаружено путем визуального осмотра контейнеров хранения (периодичность плановых проверок СХОЯТ 168 часов) и его последствия не нарушают теплового критерия безопасности для кратковременных тепловых воздействий – максимальная температура в корзине хранения 450°C .

Частичное перекрытие вентиляционных каналов в [6] отнесено к нарушениям нормальных условий эксплуатации. В этом случае была рассмотрена полная закупорка входных (нижних) вентиляционных отверстий. Однако в пассивной системе теплоотвода вентилируемых контейнерах хранения ОЯТ большую роль играют верхние вентиляционные каналы, поскольку именно через них отводится нагретый вентиляционный

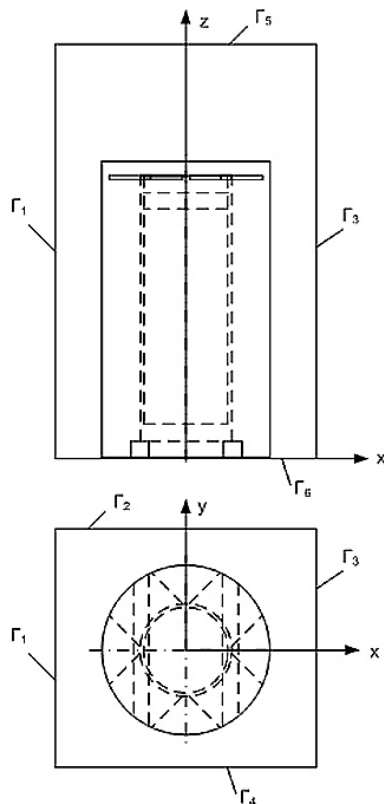


Рис. 2. Расчетная область, используемая при численном моделировании аварийных ситуаций

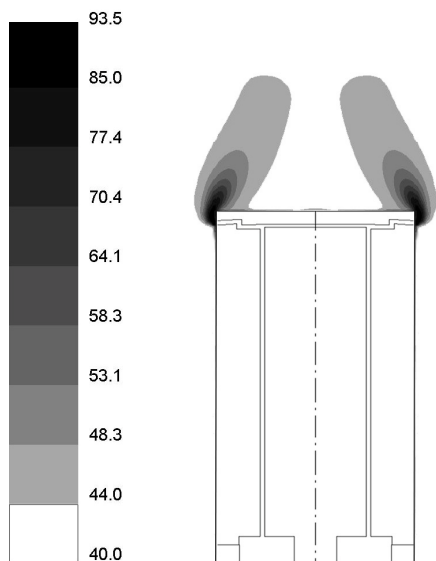


Рис. 3. Температурное поле воздуха, создаваемое одиночным контейнером

воздух. Таким образом, в случае частичного перекрытия вентиляционных каналов, наиболее опасной, с точки зрения соблюдения температурных режимов, будет ситуация, связанная с перекрытием верхних выходных отверстий.

В ходе моделирования тепловых и газодинамических процессов в системе хранения ОЯТ были рассмотрены также различные варианты частичной закупорки вентиляционных каналов контейнера (таблица, черным отмечено количество перекрытых каналов). Наибольшие температуры в корзине хранения были достигнуты в тех случаях, когда рассматривалось полное перекрытие выходных отверстий. Так, например, при перекрытии всех верхних и трех нижних вентиляционных каналов максимальная температура в корзине хранения снижается на 3 градуса, а при открытии всех нижних каналов и перекрытии всех верхних – на 9 градусов по сравнению с полной блокировкой системы вентиляции. Такое незначительное снижение максимальной температуры в корзине хранения объясняется тем, что существует препятствие выходу нагретого вентиляционного воздуха, а охлаждение корзины хранения происходит только в нижней ее части.

В случае полного перекрытия нижних вентиляционных каналов (проектная авария, рассмотренная в [6]) максимальная температура в корзине хранения достигает 438,7 °С, а полученная в результате моделирования структура течения совпадает с данными [6], т.е. два из четырех выходных отверстий начинают работать на прием воздуха. Такая структура течения обеспечивает охлаждение преимущественно верхней части корзины хранения, но благодаря тому, что существует подвод холодного и отвод нагретого воздуха максимальная температура в корзине хранения на 42 градуса ниже, чем при полной блокировке только верхних каналов.

Таблица.

Варианты перекрытия вентиляционных каналов контейнера хранения ОЯТ

		Вариант перекрытия каналов																							
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
верхние	1	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■
	2	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■
	3	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■
	4	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■
нижние	1	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■
	2	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■
	3	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■
	4	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■

Максимальные температуры в корзине хранения для всех рассмотренных вариантов перекрытия каналов приведены на рис. 4.

Основываясь на результатах анализа данных, представленных на рис. 4, аварийные ситуации, связанные с перекрытием вентиляционных каналов, можно разделить на 2 группы. К первой группе (группа А) относятся аварии, в которых полностью блокируется подвод и/или отвод вентиляционного воздуха. Такие аварии вызывают максимальное повышение температуры в корзине хранения, поскольку препятствуют действию механизмов естественной конвекции, которые лежат в основе работы пассивной системы охлаждения. Полная блокировка входных или выходных вентиляционных отверстий повышает температуру в корзине хранения более чем на 140 градусов, что при длительном воздействии может привести к нарушению тепловых критериев безопасности.

Ко второй группе (группа В) относятся аварии с частичным перекрытием верхних или нижних каналов. В этом случае механизмы естественной конвекции работают (холодный вентиляционный воздух подводится через нижние каналы, нагретый – отводится через верхние) и максимальные температуры в корзине хранения существенно ниже. Уровень максимальных температур при авариях второго типа будет зависеть только от расхода вентиляционного воздуха, который сможет обеспечить система вентиляции.

Поскольку действие механизмов естественной конвекции в пассивных системах охлаждения контейнеров хранения высокоактивных радиоактивных отходов и отработавшего ядерного топлива не зависит существенно от места расположения вентиляционных каналов и их геометрической формы, система градации аварийных ситуаций, связанных с перекрытием вентиляционных каналов, может использоваться для вентилируемых контейнеров любой конструкции.

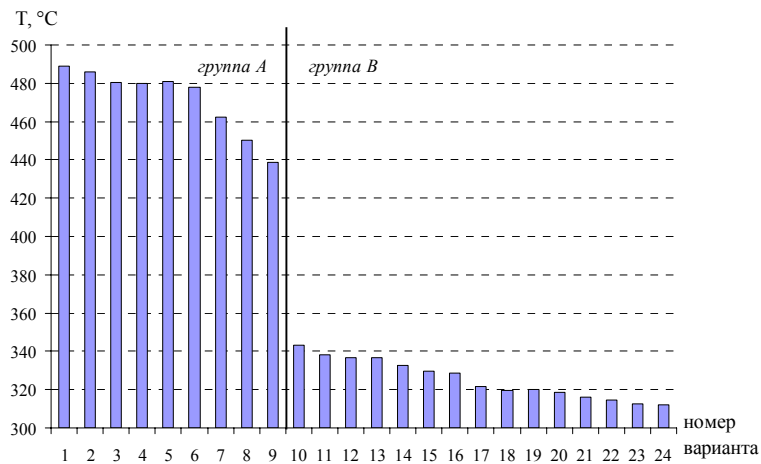


Рис. 4. Максимальные температуры в корзине хранения при различных вариантах перекрытия вентиляционных каналов

ВЫВОДЫ

Возможные аварийные ситуации были рассмотрены для вентилируемых контейнеров хранения ОЯТ, которые используются на Запорожской АЭС, однако, как отмечалось выше, технология контейнерного хранения достаточно распространена в мире и в большинстве случаев отвод тепла из контейнера осуществляется путем естественной конвекции через вентиляционные каналы. Поскольку действие механизмов естественной конвекции в пассивных системах охлаждения контейнеров хранения высокоактивных радиоактивных отходов и отработавшего ядерного топлива не зависит от места расположения вентиляционных каналов и их геометрической формы, система градации рассмотренных аварийных ситуаций может использоваться для обеспечения безопасности вентилируемых контейнеров любой модификации.

Предложенная система градации возможных аварийных ситуаций, связанных с перекрытием вентиляционных каналов, позволит повысить эффективность разработки мер предотвращения их последствий, поскольку выявляет ключевые факторы, воздействующие на развитие аварии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Policies and Strategies for Radioactive Waste Management. IAEA Nuclear Energy Series // International Atomic Energy Agency, Vienna, 2009 – 81 p.
2. Predisposal Management of Radioactive Waste. IAEA Safety Standards // International Atomic Energy Agency, Vienna, 2009 – 56 p.
3. Survey of Wet and Dry Spent Fuel Storage. IAEA-TECDOC-1100 // International Atomic Energy Agency, Vienna, 1998 – 103 p.
4. Monograph on Spent Nuclear Fuel Storage Technologies // Institute of Nuclear Materials Management, 1997 – 270 p.
5. Printsipy obrashcheniya s radioaktivnymi otkhodami. Seriya izdaniy po bezopasnosti // Mezhdunarodnoe agentstvo po atomnoy energii, Vena, 1996 – 40 s.
6. Otchet po analizu bezopasnosti sukhogo khranilishcha otrabotavshogo yadernogo topliva Zaporozhskoy AES. Versiya 3.01.1 / OP «Zaporozhskaya AES» – Inv. № 1526(3). – Energodar, 2008 – 624 s.
7. Pravila bezopasnosti pri khranenii i transportirovani yadernogo topliva na ob"ektakh atomnoy energetiki. PNAE G-14-029-91, utverzhdeny GPAN SSSR, 1991.
8. Osnovni polozhennja zabezpechennja bezpeky promizhnyh shovyshh vidprac'ovanogo yadernogo palyva suhogo typu (NP 306.2.105-2004), zatverdzeni nakazom Derzhatomreguljuvannja vid 29.12.04 r. № 198, zarejestrovani v Min'justi za № 49/10329 vid 17.01.05 r.
9. Alyokhina S.V., Goloshchapov V.N., Kostikov A.O., Matsevityy Yu.M. Reshenie sopryazhyennoy zadachi teplomassoobmena pri issledovanii teploвого sostoyaniya ventiliruemogo betonного konteynera s otrabotavshim yadernym toplivom // Problemy mashinostroeniya. – 2005. – T.8, № 4. – S. 12 – 20.
10. Launder B.E. The Numerical Computation of Turbulent Flow / B. E. Launder, D. B. Spalding // Comp. Meth. Appl. Eng. – 1974. – № 3. – P. 269–289.
11. Wataru M., Takeda H., Shirai K., Saegusa T. Thermal hydraulic analysis compared with tests of full-scale concrete casks // Nuclear Engineering and Design – 2008. – № 238. – P. 1213–1219.
12. Alyokhina S.V., Voronina V.A., Goloshchapov V.N., Kostikov A.O. Opredelenie ekvivalentnoy teploprovodnosti mnogomestnoy germetichnoy korziny khraneniya otrabotavshogo yadernogo topliva putem resheniya obratnoy zadachi // Yaderna ta radiatsiyna bezpeka. – 2009. – T.12. – Vyp. 4. – S. 48–51.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРІВ

“Вісник Харківського національного університету” (серія: фізична «Ядра, частинки, поля») є збірником наукових робіт з фізики елементарних частинок, ядерної фізики, фізики плазми та плазмових технологій, фізики твердого тіла та радіаційної фізики. Журнал публікує наукові статті, короткі повідомлення, оглядові статті та рецензії на книги. До публікації у збірнику приймаються статті, які підготовлені у відповідності до правил для авторів і які отримали дві позитивні рецензії. Рукописи, які не відповідають правилам не розглядаються.

Для редагування тексту у MS Office Word можна застосовувати шаблон з готовими стилями, який розміщений на сайті журналу:

<http://www-nuclear.univer.kharkov.ua>.

Об'єм статті, мова, супровідні документи. До редакції подається рукопис об'ємом не менше 3-х сторінок українською, російською або англійською мовами в двох екземплярах з направленням закладу і актом експертизи, а також повний електронний варіант статті у форматі MS Office Word, а також ОКРЕМО електронні варіанти усіх рисунків у форматах "bmp", "tiff" або "jpg". Безпосередня вставка рисунків з інших програм не допускається. Якість рисунків повинна бути достатньою для відтворення тонких ліній, градацій відтінків та кольорів при чорно-білому друці. Редакція залишає за собою право вимагати поліпшення якості малюнків для отримання задовільної якості чорно-білого друку.

Папір, формат, поля. Текст друкується на білих листах формату А4 через один інтервал. Рекомендується використовувати редактор MS Word, шрифт Times New Roman (Cyr), редактор формул MathType версія 5.0 і вище. Поля справа, зліва і знизу по 2 см, зверху - 3 см.

Нумерація сторінок. Сторінки нумеруються послідовно на зворотному боці листа олівцем.

Підписи авторів. Один екземпляр рукопису повинен бути підписаним на зворотному боці листа усіма авторами.

ПОСЛІДОВНІСТЬ РОЗМІЩЕННЯ МАТЕРІАЛУ

Індекс класифікації. На першій сторінці зверху пропускаються два рядка; у третьому рядку у лівому верхньому куті друкується УДК (*курсив*, 9 pt.) і/або PACS і значення індексу.

Назва статті, список авторів статті. Нижче індексу класифікації після пропуску одного рядка розміщується назва статті (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., усі букви прописні, вирівнювання по центру). Нижче назви статті після пропуску одного рядка друкуються ініціали і прізвища авторів (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., вирівнювання по центру).

Назва і адреса організації, що представляють автори. Нижче списку авторів у наступному рядку друкуються повні назви і адреси організацій, які представляють автори (шрифт *курсив*, 9 pt., вирівнювання по центру), у наступному рядку - адреса електронної пошти для переписки. Якщо організацій декілька, то для вказівки відповідності авторів і організацій слід застосовувати виноски зірочкою або цифрами.

Дата представлення статті в редакцію. Нижче адреси електронної пошти друкується дата представлення статті в редакцію: число - цифрами, місяць - прописом, рік - цифрами (шрифт прямий, 9 pt., вирівнювання по центру).

Реферати, ключові слова іншими мовами*. Після пропуску одного рядка друкується реферат мовою статті об'ємом не менше ніж 500 знаків без відступів, з коротким викладом постановки задачі, методів, що були використані та основних результатів (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині). Слово "реферат" не друкується. У наступному рядку після слів (мовою статті) "КЛЮЧОВІ СЛОВА:" (прописом, шрифт прямий напівжирний, 9 pt., без відступу) мовою статті розміщуються ключові слова (5-8 слів, шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині). Далі після пропуску одного рядка двома іншими мовами друкується назва статті (шрифт прямий напівжирний 9 pt., вирівнювання по центру), список авторів (шрифт прямий напівжирний 9 pt., вирівнювання по центру), список організацій, що представляють автори (шрифт *курсив* 9 pt., вирівнювання по центру), текст реферату та ключові слова.

Основний текст статті, абзацний відступ. Нижче реферату після пропуску одного рядка друкується основний текст статті (шрифт прямий 10 pt.). Абзацний відступ 0,75 см.

Розбиття статті на розділи. Рекомендується розбиття статті на такі розділи: вступ (назва цього розділу не друкується) **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** (обов'язково для експериментальних робіт), **РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ, ВИСНОВКИ.**

Для теоретичних робіт допускається більш вільний розподіл матеріалу на розділи, наприклад, замість розділу **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** рекомендуються розділи **ПОСТАНОВКА ЗАВДАННЯ, МОДЕЛЬ** і тому подібне. Розділи не нумеруються, в назвах розділів усі букви прописні і виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. При необхідності розділи діляться на підрозділи. Назви підрозділів друкуються з великої літери і виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. Після кожного розділу чи підрозділу залишається один пустий рядок.

Фонди, гранти. Наприкінці тексту статті після пропуску одного рядка, якщо потрібно, вказується назва фонду, який фінансував роботу, і номер гранту.

Формули, таблиці, малюнки, підписи, нумерація. Математичні і хімічні символи, рівняння і формули друкуються в тексті статті за допомогою програми Math Type. Рисунки вставляються в текст статті у форматах: «bmp», «tiff» або «jpg». Всі надписи на рисунках і осях друкуються шрифтом не менше 8 pt. Підписи під рисунками друкуються шрифтом 9 pt. Формули, таблиці і рисунки послідовно нумеруються арабськими цифрами, наприклад: (1); Табл. 1; Рис. 1. Назва таблиць і рисунків є обов'язковими.

Посилання і список літератури. Використані у рукопису літературні джерела нумеруються в порядку цитування в тексті, номер посилання друкується в квадратних дужках. Список літератури (шрифт прямий 9 pt.) розміщується відразу за основним текстом статті і виділяється як розділ **СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ** (шрифт прямий напівжирний 9 pt.). Не допускаються посилання на неопубліковані роботи.

* For foreign authors is sufficient to provide abstracts in Russian and English.

Для зарубезних авторів достаточо рефератов на русском и анлийском.

Наукове видання

**Вісник Харківського національного університету
імені В.Н. Каразіна
№ 1059**

серія: фізична
“Ядра, частинки, поля”

Збірник наукових праць
українською, російською, англійською мовами

Коректор - Коваленко Т.О.
Технічний редактор - Гірник С.А.
Комп'ютерне верстання - Гірник С.А.

Підписано до друку 4.06.2013. Формат 60x84 /8. Папір офсетний. Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 14,4. Обл.-вид. арк. 11,5.
Тираж 150 пр. Зам. № Ціна договірна

61022, Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Видавництво

Надруковано: Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
61022, Харків, майдан Свободи 4, тел. +380-057-705-24-32
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09