

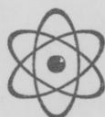
ISSN 0453-8048

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

№ 443



серія фізична

«Ядра, частинки, поля»

Випуск **2 /6/**

1999

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ

Заснований у 1964 р.

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

№ 443

серія фізична

«Ядра, частинки, поля»

Випуск 2 /6/

**Харків
1999**

Зміст

Илья Иванович Залюбовский (к семидесятилетию со дня рождения)	3
В.Ю. Корда Дифракционная теория упругого рассеяния трехнуклонных ядер тяжелыми ядрами	5
А.В. Киричок, В.М. Куклин, В.И. Лапшин Диссипативные механизмы образования пространственных структур	9
С.Б. Березовский, В.Ф. Клепиков, Ю.В. Серeda, М.А. Лысенко Симметрии в системах с несоразмерными фазами	17
В.Ф. Клепиков Симметрии в критических точках и фазовые переходы в полевых моделях	23
В.В. Товстяк Оценка величины радиочувствительного объема мембран при электронном облучении	26
А.М. Авилов, И.А. Боршковский, С.И. Иванов Акустическое излучение при электроплазменном возбуждении металлических мишеней	31
В.П. Демуцкий, С.С. Зуб, В.М. Рашкован Анализ устойчивости статического равновесия свободной сверхпроводящей катушки в системе трех жестко связанных сверхпроводящих катушек	34
Э.И. Полуновский, А.А. Шишкин, О. Motojima, В.И. Муратов Дрейфовый резонанс заряженной частицы в тороидальной магнитной ловушке при наличии кулоновского рассеяния	41
А.А. Бизюков, Вл.В. Бобков, И.К. Тарасов Деформация дрейфового ЕН-слоя внешним ВЧ-полем в ускорителе с анодным слоем	47
F. Alovani-Bibi, V.T. Lazurik, Yu.V. Rogov The analysis of modeling errors of charge-deposition distribution due to secondary electrons	51
А.А. Ашеко, В.Г. Гордиенко, В.В. Мороз Отражательный метод исследований диэлектрических свойств жидкостей в миллиметровом диапазоне длин волн	59
А.А. Tropina Non-uniform fields in liquid dielectrics	65
В.Г. Кириченко Динамика астрозольных частиц в космосе	70
Н.А. Азаренков, В.Г. Кириченко, С.В. Литовченко, Е.П. Нечипоренко, В.М. Куклин, В.Е. Семененко, В.А. Чишкала Проблемы современного материаловедения. Фундаментальные и прикладные исследования на кафедре материалов реакторостроения ХГУ	73
А.М. Будянский, А.В. Зыков, В.И. Фареник Зондовый контроль процессов вакуумно-плазменного травления в технологии микроэлектроники	77
С.С. Алимов, В.В. Бобков, В.П. Веремеенко, Д.Л. Рябчиков Вакуум-плазменное нанесение углеродных покрытий при синтезе порошка карбида вольфрама	86
А.Г. Чунадра, А.А. Мирошник Влияние энерговклада при ВЧ-магнетронном осаждении прозрачных проводящих покрытий на параметры пленок	89
Д.В. Зиновьев, А.Ф. Целуйко, Н.Н. Юнаков Исследование процесса формирования пленок TiN в пучково-плазменном разряде	93
С.Н. Стервоедов Система измерения дозы имплантации	97

ИЛЬЯ ИВАНОВИЧ ЗАЛЮБОВСКИЙ

(к семидесятилетию со дня рождения)



15 июня 1999г. исполняется 70 лет известному ученому в области ядерной физики, Заслуженному деятелю науки и техники Украины, члену-корреспонденту НАН Украины, профессору Илье Ивановичу Залюбовскому.

И.И. Залюбовский родился в 1929 г. в Полтавской области. Со времени поступления на физико-математический факультет и по настоящее время судьба Ильи Ивановича связана с Харьковским государственным университетом. Здесь он в 1952 году начал свою научную деятельность под руководством академика А.К. Вальтера. Научную работу сочетал с учебой в аспирантуре, а затем с преподавательской деятельностью. В 1963 - 1965 гг. возглавлял группу советских ученых, которая занималась научной работой и подготовкой специалистов высшей квалификации в Атомном центре Объединенной Арабской республики Египет. В 1966 г. защитил докторскую диссертацию, с 1967 г. — профессор. С 1965 года возглавляет кафедру экспериментальной ядерной физики, а в 1967 г. назначен проректором по научной работе Харьковского университета. В 1968 г. участвовал в научных исследованиях и читал лекции в Манчестерской (бывшей Резерфордской) лаборатории в Англии.

С самого начала своей научной деятельности И.И. Залюбовский проводит исследования процессов взаимодействия ускоренных частиц с атомными ядрами и изучение структуры атомных ядер. В это время широкое использование ядерных реакций для изучения структуры атомного ядра только начиналось и работы И.И. Залюбовского, отличающиеся систематическим характером и изобретательностью, стимулировали развитие в нашей стране исследований особенностей механизмов протекания ядерных реакций и существенно расширили область их применения. И.И. Залюбовским впервые в нашей стране совместно с академиком А.К. Вальтером была поставлена и решена задача измерения статических электромагнитных моментов атомных

ядер методом возмущенных угловых корреляций. Дальнейшее развитие эта работа находит на современных ускорителях. Этот цикл работ был отмечен в 1983 г. премией АН Украины имени К.Д. Синельникова.

Под руководством Ильи Ивановича было открыто явление радиоизлучения широких атмосферных ливней космических лучей, а затем проведено детальное исследование механизма его возникновения. Полученные при этом уникальные результаты представляют интерес как для развития теории и понимания процесса радиоизлучения, так и для разработки новых методов изучения космических лучей сверхвысоких энергий. В 1971 г. эти работы были удостоены Государственной премии Украины.

Под его руководством и непосредственном участии открыто и успешно развивается такое новое научное направление, как исследование акустических эффектов в процессах взаимодействия излучений с веществом, развит ряд ядерно-физических методов исследования твердого тела, проводятся исследования путей повышения радиационной стойкости материалов, создана мощная экспериментальная база, в которую входит комплекс ускорителей для радиационных испытаний и исследований. За работы по комплексному исследованию атомных ядер и процессов взаимодействия частиц, ядер и излучения различной энергии с веществом в 1994 году ему была присуждена награда им. Ярослава Мудрого АН ВШ Украины.

Среди опубликованных И.И. Залюбовским научных работ — 3 монографии, учебник “Ядерная физика” и единственное у нас в стране учебное пособие “Ядерная спектроскопия” для студентов университетов. Четвертое издание учебника “Ядерная физика” было удостоено в 1993 г. Государственной премии Украины.

Проблема подготовки кадров для новых областей физики всегда воспринималась И.И. Залюбовским как важнейшая. Ему принадлежит существенная заслуга в организации и дальнейшем развитии физико-технического факультета Харьковского государственного университета, первым деканом которого он был. Возглавляемая им кафедра экспериментальной ядерной физики постоянно осуществляет поиск новых форм усовершенствования подготовки специалистов в области ядерной физики. Среди учеников И.И. Залюбовского 5 докторов и около 40 кандидатов наук.

Много сил и энергии Илья Иванович отдает научно-организаторской и общественной работе. Он является председателем совета проректоров по научной работе Министерства образования Украины, председателем экспертного совета Министерства образования Украины по естественным наукам, председателем научно-экспертного совета Министерства Украины по направлению “Физика”, членом Комитета по Государственным премиям Украины, вице-президентом Украинского физического общества, полномочным представителем правительства Украины в Объединенном институте ядерных исследований.

И.И. Залюбовский награжден двумя орденами Трудового Красного Знамени, орденом “За заслуги” III степени и медалями.

Плодотворная научная, педагогическая и научно-организационная деятельность И.И. Залюбовского снискала ему глубокое уважение и признание.

Свое семидесятилетие Илья Иванович встречает в расцвете творческих сил, полный энергии и научных замыслов. Десятки людей бывают ежедневно в его кабинете, чтобы обсудить волнующие вопросы, услышать совет, получить поддержку. От всей души желаем юбиляру здоровья, неиссякаемой энергии, новых творческих успехов.

*А.И. Ахиезер, В.И. Лапшин, Л.Н. Литвиненко, С.В. Пелетминский,
К.Н. Степанов, В.Т. Толок, Я.Б. Файнберг, В.М. Яковенко*

УДК 539.17

ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ТРЕХНУКЛОННЫХ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

В.Ю. Корда

Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины

(310002 Харьков, ул. Чернышевского 28, а/с 8812, Украина)

Поступила в редакцию 20 мая 1999 г.

Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию легких ядер ядрами традиционно проводится с использованием комплексного оптического потенциала. Однако такой потенциал не является эрмитовским оператором и не применим в области энергий выше порога рождения пионов. Дифракционная теория лишена этих недостатков, имеет всего три подгоночных параметра и явно учитывает внутреннюю структуру налетающего ядра. На основе общей теории дифракционного взаимодействия построена теория упругого рассеяния трехнуклонных ядер тяжелыми ядрами, применимая в широком диапазоне углов рассеяния. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: трехнуклонное ядро, дифракционная теория, упругое рассеяние, дифференциальное сечение.

Основным условием применимости общей дифракционной теории является малость длины волны рассеиваемой частицы по сравнению с линейным размером ядра-мишени. Иными словами, дифракционное приближение является квазиклассическим. Однако в отличие от традиционного квазиклассического приближения, использующего потенциал для описания столкновений частиц, дифракционная теория применяет для этого определенным образом параметризованную матрицу рассеяния (профильную функцию). Поэтому в рассматриваемом подходе не возникает проблем с описанием различных неупругих процессов, а также процессов расщепления налетающих составных частиц и обмена составными частями, не имеющих аналогии в оптической дифракции.

Одним из направлений развития дифракционной теории является усовершенствование методов учета внутренней структуры налетающих сложных частиц. Теория взаимодействия дейтронов промежуточных энергий с тяжелыми ядрами была развита в [1, 2]. Общий дифракционный подход, позволивший получить аналитические выражения для дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния и расщепления дейтронов и трехнуклонных ядер ядрами разработан в [3]. Было отмечено, что дифракционный подход является малоугловым приближением, а учет внутренней структуры налетающих составных частиц еще больше сокращает область углов рассеяния, где применимы расчеты. Таким образом, существует необходимость корректировки подхода [3] с целью снятия дополнительного ограничения на углы рассеяния.

АМПЛИТУДА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЯДЕР ^3He

Рассмотрим упругое рассеяние ядер ^3He ядрами с учетом кулоновского взаимодействия, диффузности границы ядра и поверхностного преломления рассеиваемых волн, пренебрегая спинами и изоспинами нуклонов. Амплитуда такого процесса имеет вид [2]

$$F(q) = \frac{iK}{2\pi} \int d^3\rho d^3r |\Psi_0(\vec{\rho}, \vec{r})|^2 \int d^2b \exp(i\vec{q}\vec{b} + 2i\sigma(b)) \omega_t(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}), \quad (1)$$

где K – волновой вектор налетающего ядра ^3He ; $\vec{b} = (\vec{b}_1 + \vec{b}_2 + \vec{b}_3)/3$ – прицельный параметр центра масс ядра ^3He (массы протона и нейтрона полагаем одинаковыми); $\vec{b}_{1,2,3}$ – прицельные параметры нуклонов $\vec{b}_{1,2} = \vec{b} - 1/3\vec{w} \pm 1/2\vec{s}$, $\vec{b}_3 = \vec{b} + 2/3\vec{w}$; $\vec{\rho} = \vec{r}_3 - (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$, $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ – координаты Якоби; $\vec{r}_{1,2,3}$ – радиусы-векторы нуклонов; $\vec{w}, \vec{s}$ – проекции векторов $\vec{\rho}, \vec{r}$ на плоскость, перпендикулярную направлению пучка налетающих ядер ^3He (ось z); $\vec{q}$ – переданный импульс центра масс ядра ^3He ; $\Psi_0(\vec{\rho}, \vec{r})$ – волновая функция основного состояния ядра ^3He ; $\sigma(\vec{b})$ – кулоновская фаза рассеяния ядра ^3He .

Профильная функция ядра ^3He $\omega_t(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s})$ равна

$$\omega_i(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) = \omega(\vec{b}_1) + \omega(\vec{b}_2) + \omega(\vec{b}_3) - \omega(\vec{b}_1)\omega(\vec{b}_2) - \omega(\vec{b}_1)\omega(\vec{b}_3) - \omega(\vec{b}_2)\omega(\vec{b}_3) + \omega(\vec{b}_1)\omega(\vec{b}_2)\omega(\vec{b}_3). \quad (2)$$

В модели сильного поглощения нуклон-ядерные профильные функции $\omega_i(\vec{b}_i)$ можно выбрать в форме [4]

$$\omega_i(b) = \omega(b) = \left[1 + \exp\left(\frac{b-R}{d} + i\gamma\right) \right]^{-1}, \quad i=1,2,3. \quad (3)$$

где R - радиус ядра-мишени, d - величина размытия ядерной поверхности, γ характеризует преломление рассеиваемых волн.

В приближении нулевого радиуса действия ядерных сил и пренебрежении примесью D -волны волновую функцию основного состояния ядра ^3He выберем в виде [5]

$$\Psi_0(\rho, r) = \frac{\sqrt{\lambda\alpha} \exp(-\lambda\rho - \alpha r)}{2\pi \rho r}, \quad (4)$$

где $\lambda = 0,420 \text{ фм}^{-1}$, $\alpha = 0,232 \text{ фм}^{-1}$.

Профильная функция (2) может быть представлена в форме

$$\begin{aligned} \omega_i(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) &= \omega_1(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) + \omega_2(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}), \quad C_n^m = \frac{n!}{m!(n-m)!}, \\ \omega_1(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) &= \frac{1}{3} \sum_{m=1}^3 (-1)^{m-1} C_3^m \left[\omega^m(\vec{b}_1) + \omega^m(\vec{b}_2) + \omega^m(\vec{b}_3) \right], \\ \omega_2(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) &= \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{3} [\omega(\vec{b}_1) + \omega(\vec{b}_2) + \omega(\vec{b}_3)] \left[[\omega(\vec{b}_1) - \omega(\vec{b}_2)]^2 + [\omega(\vec{b}_1) - \omega(\vec{b}_3)]^2 + [\omega(\vec{b}_2) - \omega(\vec{b}_3)]^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда амплитуда (1) принимает вид

$$\begin{aligned} F(q) &= 1/3 [2G(q/3)S(q/2) + G(2q/3)] \{ F_C(q) + f_t(q) \} + F_2(q), \\ F_C(q) &= -2KR^2 \frac{n\Gamma(1+in) \exp[-2in \ln(q/2K)]}{\Gamma(1-in) (qR)^2}, \quad n = \frac{6mZe^2}{\hbar^2 K}, \quad \exp[2i\sigma(b)] = \frac{\Gamma(1+Kb+in)}{\Gamma(1+Kb-in)}, \\ f_t(q) &= \left(1 + \frac{3}{2}d \frac{\partial}{\partial R} + \frac{1}{2}d^2 \frac{\partial^2}{\partial R^2} \right) f(q), \quad f(q) = iK \int_0^\infty db \cdot b J_0(qb) \omega(b) \exp[2i\sigma(b)], \\ F_2(q) &= \frac{iK}{2\pi} \int d^3\rho d^3r |\Psi_0(\vec{\rho}, \vec{r})|^2 \int d^2b \exp(i\vec{q}\vec{b} + 2i\sigma(b)) \omega_2(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}), \\ G(q) &= \frac{\arctg(qR_1)}{qR_1}, \quad S(q) = \frac{\arctg(qR_2)}{qR_2}, \quad R_1 = 1/(2\lambda) = 1,190 \text{ фм}, \quad R_2 = 1/(2\alpha) = 2,155 \text{ фм}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для вычисления амплитуды $F_2(q)$ заметим, что под знаком интегрирования по $\vec{b}$ можно сделать такую замену

$$\begin{aligned} \omega_2(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) &= \frac{1}{2} \left\{ \exp\left(i\frac{\vec{q}}{3}\vec{w} - i\frac{\vec{q}}{2}\vec{s}\right) W_1(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) + \exp\left(i\frac{2\vec{q}}{3}\vec{w}\right) W_2(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) \right\}, \\ W_1(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) &= \left[1 - \frac{2}{3}\omega(\vec{b}) \right] \left\{ \left[\omega(\vec{b}) - \omega\left(\vec{b} + \vec{w} - \frac{\vec{s}}{2}\right) \right]^2 + \left[\omega(\vec{b}) - \omega(\vec{b} - \vec{s}) \right]^2 \right\} - \frac{2}{3}\omega(\vec{b}) \left[\omega(\vec{b} - \vec{s}) - \omega\left(\vec{b} + \vec{w} - \frac{\vec{s}}{2}\right) \right]^2, \\ W_2(\vec{b}, \vec{w}, \vec{s}) &= \left[1 - \frac{2}{3}\omega(\vec{b}) \right] \left[\omega(\vec{b}) - \omega\left(\vec{b} + \vec{w} - \frac{\vec{s}}{2}\right) \right]^2 - \frac{1}{3}\omega(\vec{b}) \left[\omega\left(\vec{b} + \vec{w} + \frac{\vec{s}}{2}\right) - \omega\left(\vec{b} + \vec{w} - \frac{\vec{s}}{2}\right) \right]^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя подход [3], в приближении $R_{1,2} \ll R$ находим

$$\begin{aligned} F_2(q) &= iKR\Phi(q)J_0(qR)p(q)\exp(2i\sigma(R)), \quad \Phi(q) = \frac{\pi q d}{sh(\pi q d)}, \\ p(q) &= \frac{1}{6}S\left(\frac{q}{2}\right) \left\{ \frac{R_1 + 6i/q}{m(qR_1/3)} - \frac{9}{q^2 R_1} l(qR_1/3) - \frac{10i}{q} G(q/3) \right\} + \frac{1}{3} \left\{ \frac{R_2}{m(qR_2/2)} - \frac{2}{q^2 R_2} l(qR_2/2) \right\} \end{aligned}$$

$$\times \left\{ G(q/3) + \frac{3i}{4qR_1} l(qR_1/3) \right\} + \frac{2i/(3q)}{m(qR_2/2)} \left\{ G(q/3) - \frac{9i}{8qR_1} l(qR_1/3) \right\} + \frac{R_1 + 3i/(4q)}{3m(2qR_1/3)}$$

$$- \frac{i}{32qR_1} [R_2 - 12i/q] l(2qR_1/3) - \frac{1}{24} (R_2 + 6i/q) G(2q/3) \frac{R_2^2}{24R_1} \int_1^\infty \frac{dx}{x \cdot B(x, q/3)} I(x, q),$$

$$I(x, q) = 2L(x, q) \left\{ \frac{x + iqR_2/6}{x^2} + \frac{P(x, q; 2, 7, \frac{1}{4})}{B(x, q/2)^2} \right\} - i \cdot A(x, q) \left\{ \frac{x + 2iqR_2/3}{x^2} + \frac{P(x, q; 8, 7, 1)}{B(x, q/2)^2} \right\}$$

$$- \{L(x, 2q) - i \cdot A(x, 2q)\} \frac{B(x, q/3)}{B(x, 2q/3)B(x, q/2)^2} P(x, q; 5, 11, 1), \quad m(y) = 1 + (y)^2, \quad l(y) = \ln[m(y)],$$

$$A(x, q) = \operatorname{arctg} \frac{2qR_1/3}{1 + g \cdot x}, \quad B(x, q) = x^2 + (qR_2)^2, \quad g = \frac{2R_1}{R_2}, \quad L(x, q) = \ln \sqrt{(1 + g \cdot x)^2 + (2qR_1/3)^2},$$

$$P(x, q; a, b, c) = x^3 + (ia/3)(qR_2) \cdot x^2 - (b/12)(qR_2)^2 \cdot x - (ic/6)(qR_2)^3. \quad (8)$$

В приближении $qR_{1,2} \ll 1$ получаем

$$p(q) = \frac{R_1}{12} [1 + 2g \ln(1 + 1/g)] + \frac{R_2}{6} [1 + 1/(2g) \ln(1 + g)], \quad qR_{1,2} \ll 1. \quad (9)$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния ядер ${}^3\text{He}$ ядрами определяется формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(q)|^2, \quad (10)$$

где $q = 2K \sin(\theta/2)$, θ - угол рассеяния центра масс ядра ${}^3\text{He}$.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

В отсутствие кулоновского взаимодействия и диффузности границы ядра амплитуду упругого рассеяния ядер ${}^3\text{He}$ ядрами можно представить в виде

$$\frac{F(q)}{iKR} = A(q)J_1(qR) + p(q)J_0(qR), \quad A(q) = [2G(q/3)S(q/2) + G(2q/3)]/(3q). \quad (11)$$

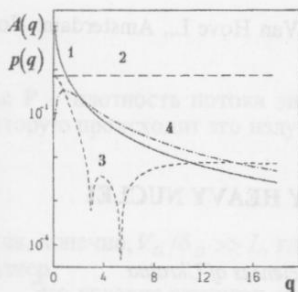


Рис.1. Зависимости $A(q)$, $\operatorname{Re}(p(q))$ и $\operatorname{Im}(p(q))$ от переданного импульса. Кривые 1, 2, 3 и 4 рассчитаны по формулам (11), (9) и (8) соответственно.

На рис.1 кривые 1 и 2 показывают зависимости $A(q)$ (11) и $p(q)$ (9). С ростом q основной член в (11) быстро становится меньше поправок, связанных с малыми величинами $R_{1,2}$, и сечение начинает осциллировать как $J_0(qR)$, а не как $J_1(qR)$. Дифракционный подход является малоугловым приближением, а учет внутренней структуры налетающей частицы традиционным способом еще больше сокращает область углов применимости расчетов [3]. Переданный импульс, при котором коэффициенты перед $J_1(qR)$ и $J_0(qR)$ в (11) совпадают по абсолютной величине, равен $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$. Соответствующий предельный угол рассеяния для ядер ${}^3\text{He}$ с энергией 200 МэВ равен $\theta \approx 11^\circ$. Кривая 3 на рис.1 показывает зави-

симось $Re(p(q))$ (8). Предельное значение переданного импульса теперь равно $q \approx 11 \text{ фм}^{-1}$, что соответствует $\theta > 180^\circ$. Таким образом, полученные формулы позволяют анализировать измеренные сечения в широком интервале углов рассеяния. Существенна величина $Im(p(q))$ (кривая 4), которая на порядок превышает $Re(p(q))$.

Мы провели анализ экспериментально измеренного дифференциального сечения упругого рассеяния ядер ^3He ядрами ^{208}Pb при энергии 130 МэВ (рис.2), которое имеет дифракционный характер в области небольших углов рассеяния [6]. Рис.2 показывает, что приближение $qR_{1,2} \ll 1$ слабо сказывается на качестве описания экспериментальных данных, но существенно влияет на величины ядерных параметров.

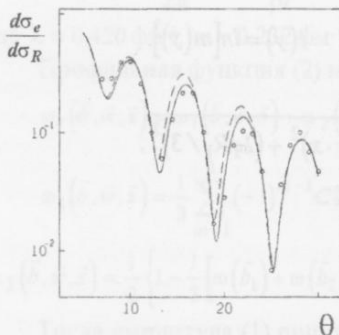


Рис.2. Отношение дифференциального сечения упругого рассеяния ядер ^3He ядрами ^{208}Pb к резерфордскому как функция угла рассеяния при энергии 130 МэВ. Сплошная кривая - расчет при $R = 6,8 \text{ фм}$, $d = 0,4 \text{ фм}$, $\gamma = -0,15$. Пунктир - расчет в приближении $qR_{1,2} \ll 1$ [3] $R = 6,5 \text{ фм}$, $d = 0,64 \text{ фм}$, $\gamma = 0,20$. Экспериментальные данные из работы [6].

Анализ экспериментальных данных по оптической модели [6] показывает, что оптический потенциал обладает сильным преломлением и относительно слабым поглощением. В рассматриваемой области энергий это указывает на наличие существенных недифракционных эффектов, роль которых возрастает с ростом угла рассеяния.

Известно, что дифракционная модель хорошо описывает экспериментальные данные, если поглощение велико, а преломление мало. К сожалению, такого рода экспериментальные данные отсутствуют в литературе в настоящее время. В то же время разработанный подход позволяет удовлетворительно описывать экспериментальные данные в области углов рассеяния $\theta < 30^\circ$.

Автор выражает благодарность Ю.А.Бережному и В.Ф.Клепикову за ценную дискуссию и постоянную поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glauber R.J. // Phys.Rev. 1955. V.99. P.1515.
2. Akhiezer A.I., Sitenko A.G. // Phys.Rev. 1957. V.106. P.1236.
3. Berezhnoy Yu.A., Korda V.Yu. // Int.J.Mod.Phys. 1995. V.E4. P.563.
4. Ericson T.E.O. // "Preludes in Theoretical Physics", eds. De Shalit A., Feshbach H., Van Hove L., Amsterdam: North-Holland, 1965, P. 325.
5. Knight J.M., O'Connell J.S., Prats F. // Phys.Rev.-1967.-164.- p.1354.
6. Djaloeis A., Didelez J.-P., Golonsky A., Oelert W. // Nucl.Phys. 1978. V.A306. P.221.

DIFFRACTION THEORY OF ELASTIC SCATTERING OF THREE-NUCLEON-NUCLEI BY HEAVY NUCLEI V.Yu.Korda

Scientific & Technological Center of Electrophysics National Academy of Sciences of Ukraine

(310002 Kharkov, 28 Chernyshevsky St., P.O.BOX 8812, Ukraine)

The analysis of experimental data on elastic scattering of light nuclei by nuclei is usually carried out with the help of the complex optical potential. However that potential is not a hermitian operator and is not applicable at the energies above the pions creation threshold. The diffraction theory is free of these deficiencies, has only three fitting parameters and considers the projectile's inner structure in closed form. The diffraction theory of the elastic scattering of three-nucleon-nuclei by nuclei, which is applicable in the wide range of the scattering angles, is built on the basis of general theory of diffraction interaction. The results of calculations are compared to the experimental data.

KEY WORDS: three-nucleon-nucleus, diffraction theory, elastic scattering, differential cross section.

УДК 530.1:533.9

ДИССИПАТИВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР

А.В. Киричок*, В.М. Куклин**, В.И. Лапшин***

* Институт электромагнитных исследований, Харьков; ** Харьковский государственный университет;

*** Национальный Научный Центр ХФТИ, Харьков

Поступила в редакцию 17 апреля 1999 г.

Показано, что диссипация энергии, а также процессы, которые приводят к потерям механической, упругой и электромагнитной энергии возмущений, способны в неравномерных нелинейных средах формировать пространственные структуры. В сильнонеравномерных средах, где реализуются возмущения отрицательной энергии, долгоживущие пространственные структуры приводят к аномальному отбору энергии источников неравномерности. В слабонеравномерных средах, где все возмущения имеют положительную энергию, вблизи порога неустойчивостей возникают нелинейные структуры, обладающие характерным линейчатым спектром с аномально узкой шириной линий.

Уменьшение уровня шума может привести к замораживанию одного из метастабильных состояний. Более того, фазовые соотношения в холодной системе (низкие температуры или низкий уровень шума) не могут быть определены однозначно, если не зафиксирован путь перехода к этому состоянию.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: диссипативные структуры, нелинейные неравновесные среды, структурные переходы

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ

Принято считать диссипативными процессы, при которых часть механической, упругой или электромагнитной энергии системы тел, а также газовых, плазменных или конденсированных сред, переходит в тепловую энергию. Как правило, подобные потери механической, упругой или электромагнитной энергии необратимы. Однако часто, потери механической, упругой и электромагнитной энергии обсуждаемых пространственно ограниченных систем и сред, могут быть обусловлены излучением в окружающее пространство. Существуют также различные другие процессы, уменьшающие механическую, упругую или электромагнитную энергию, которые не приводят непосредственно к росту тепловой энергии, хотя в конечном итоге следует ожидать именно такого результата. Главная черта, объединяющая обсуждаемые явления, – это наличие стока механической, упругой или электромагнитной энергии системы или среды.

Потери энергии могут быть локализованы в пространстве в той или иной степени, или этот сток энергии может быть распределенным. Часто допустимо локализованный сток энергии, например, посредством излучения, считать распределенным. Действительно, если в случае распределенных потерь энергии ее изменение можно представить в виде

$$\frac{dE}{dt} = -\delta_D E \quad (1)$$

где δ_D – декремент поглощения энергии (или относительная доля поглощенных квантов энергии в результате действия данного механизма потерь в единицу времени), то для локального механизма, такого как излучение в окружающее пространство, справедливо уравнение

$$\frac{dE}{dt} = - \int_S \mathbf{P} \cdot d\mathbf{s}, \quad (2)$$

где $\mathbf{P}$ – плотность потока энергии излучения, а интегрирование следует проводить по поверхности S , через которую происходит это излучение. Понятно, что в ряде случаев можно положить

$$\delta_D = - \frac{1}{E} \int_S \mathbf{P} \cdot d\mathbf{s}, \quad (3)$$

если, конечно, $V_G/\delta_D \gg L$, где V_G – (групповая) скорость переноса энергии внутри системы, а L – ее линейный размер.

Это условие означает, что линейные размеры системы достаточно малы, и время переноса энергии внутри системы много меньше характерного времени изменения полной ее энергии. Для многих систем и сред часто не столь важен сам механизм потерь механической, упругой или электромагнитной энергии, гораздо большее значение имеет просто факт его существования и связанный с этим механизмом потерь эффективный декремент поглощения (вывода) энергии δ_D , характеризующий уровень поглощения в целом. В неравномерных средах в пренебрежении потерями и диссипацией, возможно наличие механизмов возбуждения различных возмущений, которые характеризуются инкрементом γ , вообще говоря, зависящим от пространственного и временного периода возмущений.

$$\frac{dE(\omega, k)}{dt} = \gamma(\omega, k) E(\omega, k). \quad (4)$$

В определенной части спектра возмущений их инкремент $\gamma(\omega, k)$, обусловленный неравновесностью, может превосходить декремент их поглощения $\delta_D(\omega, k)$, существующий за счет различных форм и видов поглощения энергии данных возмущений. Учет диссипативных и других механизмов потерь энергии приведет к изменению динамики поведения возмущений с малой амплитудой

$$\frac{dE(\omega, k)}{dt} = \gamma(\omega, k)E(\omega, k) - \delta_D(\omega, k)E(\omega, k). \quad (5)$$

В ряде случаев правая часть может оказаться больше нуля и в этой части спектра развивается неустойчивость. В противоположном случае $\gamma(\omega, k) < \delta_D(\omega, k)$, возмущения в системе быстро подавляются. Если $\gamma(\omega, k) - \delta_D(\omega, k) < \gamma(\omega, k)$, то говорят о слабонадпороговом случае. При этом, правая часть уравнения для малых возмущений положительна, как правило, в очень узкой части спектра (ω, k) , причем, чем меньше надпороговость, тем уже эта область неустойчивости. Подобное поведение характерно для слабонеравновесных сред, где все возмущения имеют положительную энергию (то есть, при возрастании энергии возмущения, полная энергия системы увеличивается. Если же неравновесности достаточно сильная и возмущения уменьшают полную энергию системы (что, кстати, дает право считать их возмущениями отрицательной энергии), то динамика таких систем иная. В этом случае наличие диссипации или потерь энергии приводит лишь к стимулированию роста возмущений отрицательной энергии. При этом, при сколь угодно больших значениях декремента возмущений отрицательной энергии, будет наблюдаться рост их амплитуды. Ниже остановимся на исследовании случаев как слабой так и сильной неравновесности, понимая под последним случаем наличие в системе возмущений отрицательной энергии.

Сильнонеравновесные системы, в которых реализуются возмущения отрицательной энергии, характеризуются отсутствием порога неустойчивости [1]. Речь идет о неустойчивостях, в значительной степени обусловленных наличием механизмов поглощения возмущений отрицательной энергии (см., например, [2]). Для описания неустойчивостей с участием волн отрицательной энергии имеет смысл [3] ввести параметр Θ , который равен отношению декремента поглощения энергии возмущений в отсутствие неравновесности к инкременту возбуждения возмущений в условиях пренебрежения всеми механизмами поглощения их энергии $\gamma(\omega, k)|_{s=0}$, то есть

$$\Theta = \frac{\delta_D(\omega, k)}{\gamma(\omega, k)|_{s=0}}.$$

Оказывается при возможен такой режим неустойчивости, когда основные потери энергии неравновесного состояния расходуются не столько на возбуждение возмущений, а в большей степени на обеспечение потока энергии в канал потерь – диссипация, поглощение, излучение. Образовавшееся сильнонелинейное возмущение может оказаться синхронизированным с изменяющимся состоянием неравновесности системы (или среды), что может обеспечить длительный отбор энергии от последней. Данное нелинейное возмущение в этом случае является эффективным промежуточным звеном в процессе транспортировки энергии от неравновесности в каналы потерь – диссипация. Причем, такие нелинейные возмущения при развитой неустойчивости могут приобретать вид структур как в фазовом, так и в конфигурационном пространствах. Действительно, очень часто в динамических системах, находящихся в неравновесных состояниях, в результате развития неустойчивостей возникают нелинейные возмущения или образования, которые берут на себя функцию элементов-посредников, обеспечивающих более быструю релаксацию системы. На этом пути к равновесному состоянию возможен каскад нескольких последовательных релаксационных процессов. По мере приближения системы к равновесному состоянию, эти процессы становятся все более медленными. Структуры, которые возникают в результате развития каждой из неустойчивостей каскада становятся все менее энергоемкими и обеспечивают все меньшие потоки энергии в имеющиеся каналы потерь.

В слабонеравновесных системах и средах, как уже отмечалось выше, неустойчивость развивается лишь после превышения некоторого порога. При небольшом превышении порога неустойчивости в узкой спектральной области начинается рост возмущений. Нелинейность, как известно, приводит к взаимодействию возмущений, имеющих различный пространственно-временной масштаб, по определенным законам, обусловленным видом нелинейности. При этом возникшие за счет синтеза или распада растущих мод новые возмущения оказываются в областях спектра, где $\gamma(\omega, k) < \delta_D(\omega, k)$, где они испытывают относительно сильное поглощение. Это обстоятельство значительно подавляет их рост, и они во многих случаях не оказывают заметного влияния на развитие неустойчивости в целом. Поэтому, в наиболее часто реализующемся слабонадпороговом случае среды с кубической нелинейностью, последняя приводит фактически только к процессам самовоздействия или кросс-модуляции неустойчивых мод.

В слабонадпороговых средах с кубической нелинейностью наблюдается эффект сужения спектра развивающейся неустойчивости вплоть до превращения его в линейчатый. По крайней мере, ширина линий спектра развитой неустойчивости оказывается много меньше естественной их ширины, в отсутствие неравновесности. Это легко понять, если вспомнить, что естественная ширина линий порядка $|\delta_D(\omega, k)|$, а верхний предел ширины линий развитой неустойчивости порядка $|\gamma(\omega, k) - \delta_D(\omega, k)| < |\delta_D(\omega, k)|$. Однако, в развитой неустойчивости возможно дальнейшее аномальное сужение ширины спектральных линий возмущений. Детально этот процесс рассмотрен ниже.

Однако, формирование узкой линии в пространстве в результате развития первичной неустойчивости в случае слабой неравновесности и слабой надпороговости провоцирует развитие вторичной – модуляционной неустойчивости, которая фактически черпает энергию на свое развитие из энергии, запасенной в развитой первичной структуре. Можно показать [4], что и вторичная неустойчивость приводит к формированию узких спектральных линий меньшей амплитуды, локализованных вблизи относительно интенсивных линий первичной структуры. Таким образом, развитая вторичная неустойчивость, формирует, так называемый, распределенный

дефект первичной структуры [5] – регулярную крупномасштабную структуру с топологией, подобной топологии первичной мелкомасштабной структуры.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В ПОТОКОВЫХ СИСТЕМАХ

Чтобы поднять мощность приборов электроники, которые используют пучки заряженных частиц, распространяющиеся в волновых системах (включая плазменные) для генерации и усиления электромагнитных колебаний, обычно стараются увеличить ток и энергию пучка. Однако больший эффект дает оптимизация параметров пучка – улучшение его качества [1]. При этом главным критерием качества является уменьшение разброса его частиц по скоростям. Именно поэтому динамика пучков с малым разбросом частиц по скоростям (квазиодноэнергетических пучков) представляет наибольший интерес.

Структуры в пучках заряженных частиц, синхронизованные с волной. В реальных системах существует несколько каналов потерь энергии резонансно возбуждаемых колебаний (при этом скорость пучка равна фазовой скорости собственной волны системы). Во-первых, диссипативные процессы приводят к тому, что часть энергии пучка расходуется на нагрев конструкции и среды. Во-вторых, вывод энергии возбуждаемых колебаний из системы в большой степени адекватен поглощению. Важной характеристикой системы с поглощением является параметр Θ , равный отношению декремента затухания колебаний в отсутствие неравновесного элемента (здесь – пучка) к максимальному инкременту бездиссипативной неустойчивости (т.е. в отсутствие потерь). Интерес в данном случае представляют режимы с $\Theta > 1$ при которых достигается наибольший поток энергии из системы в канал потерь [3]. В данном случае $\gamma = \gamma(\omega, k)|_{\omega=\omega_0} = (\sqrt{3}/2)\omega_0(\omega_b/\omega_0)^{2/3}$, причем, ω_0 – собственная частота волновода, а $\omega_b = (4\pi e^2 n_b / m_{e0})^{1/2}$ – ленгмюровская частота электронного пучка (здесь e , m_{e0} – заряд, масса электрона и плотность пучка соответственно), $\omega_b \ll \omega_0$. Для справедливо выражение $\Theta = (\delta_D/\omega_0)(\omega_0/\omega_b)^{2/3}$. Инкремент диссипативной неустойчивости при этом оказывается равным

$$\text{Im } \omega = \frac{\omega_b}{\sqrt{2}} \left(\frac{\omega_0}{\delta_D} \right)^{1/2} = \frac{\sqrt{3}}{2} \gamma \Theta^{-1/2}. \quad (6)$$

Отметим, что в этом случае диссипативные процессы не приводят к появлению порога неустойчивости.

Анализ стадии процесса резонансного взаимодействия пучка с собственной модой волновода показывает, что волна с захваченными частицами пучка представляет собой долгоживущее образование. Средняя скорость частиц, захваченных полем, монотонно убывает синхронно с фазовой скоростью. Образование такой долгоживущей структуры в фазовом пространстве свидетельствует о возникновении нового физического явления – аномального отбора энергии у частиц пучка [3].

Полученные результаты справедливы при сравнительно узкой спектральной ширине начального возмущения, когда реализуется близкий к режим неустойчивости. При широком начальном спектре многомодовый режим неустойчивости разрушает синхронизованные с волной сгустки захваченных частиц пучка и не позволяет столь эффективно отбирать энергию у последнего. Отметим лишь обнаруженные в численных экспериментах, с участием широкого спектра возмущений, крупномасштабные структуры – огнивающие высокочастотных колебаний, пространственный масштаб которых значительно превышал длину возбуждаемых колебаний.

Структурообразование при отрицательном трении. В потоках также возможна реализация режима “отрицательного трения”, когда поток представляет собой слабоионизованную среду, скорость частиц которой достаточно высока. Электронный компонент этого потока способен возбуждать колебания в волноводной системе, сквозь которую происходит его транспортировка. Значительное трение замедляющихся волной электронов о нейтральный и ионный компоненты потока приводит к восстановлению скорости электронного компонента. Таким образом, достигается длительный синхронизм между электронами потока и волной. Кроме того, такое “отрицательное трение” уменьшает разброс электронов по скоростям и приводит к их пространственной группировке [6]. Эти процессы резко увеличивают эффективность возбуждения колебаний, амплитуда которых во много раз может превосходить значения, полученные из условия захвата частиц волной. Подобное явление способно привести к дополнительной ионизации потока, что представляет значительный интерес для приборов МГД преобразования энергии.

Структуры и самолокализация движущихся в плазме коротких сгустков заряженных частиц. Ниже рассмотрим движущиеся со скоростью V_0 сгустки заряженных частиц, продольный размер которых a не превосходит $(V_0/\omega_0)(\omega_b/\omega_0)^{-2/3}$ ($\omega_0 = (4\pi e^2 n_p / m_{e0})^{1/2}$ – ленгмюровская частота плазмы, n_p – плотность плазмы), чтобы в их объеме не накапливалась энергия плазменных колебаний, ибо в противном случае справедливо предыдущее рассмотрение. Возбуждаемые коротким сгустком плазменные колебания отстают от него, формируя так называемый кильватерный след. Этот канал потерь энергии оказывает заметное влияние на развитие возмущений в объеме сгустка и, в целом, на формирование его тонкой структуры [3]. Амплитуда поля излучения сгустка, размер которого мал по сравнению с длиной кильватерной (плазменной) волны $2\pi V_0/\omega_p$, монотонно убывает. Если начальный размер сгустка a заметно превышает $2\pi V_0/\omega_p$, то начальная амплитуда излучения невелика, макроскопическая диэлектрическая проницаемость плазмы для такого сгустка отрицательна (подробнее см. ссылки в [3]) и он сначала сжимается как целое. Однако в процессе быстро развивающейся неустойчивости диссипативного типа (так как эффективный декремент затухания колебаний δ_D в сгустке можно определить как отношение потока энергии колебаний, покидающих сгусток, к полной энергии колебаний в его объеме. При этом $\delta_D = V_0/a$, а параметр $\Theta = \delta_D(\omega, k)/\gamma(\omega, k)|_{\omega=\omega_0} = (V_0/\omega_p a)(\omega_b/\omega_p)^{-2/3} > 1$, в объеме сгустка формируется структура с характерным пространственным периодом $2\pi V_0/\omega_p$. При этом заметно возрастает излучение сгустка. Как показали экспериментальные исследования, проведенные в ННЦ ХФТИ, последовательность сгустков способна также синхронизировать свою динамику, что увеличивает ее устойчивость и длину когерентности. Затем частицы сгустка захватываются полем, периодичность структуры, а,

следовательно, и когерентность излучения нарушаются. Отметим, что в случае протяженных сгустков с фиксированным числом частиц $(a\omega_p/2\pi V_0) > 1$, наибольшая амплитуда излучения, достигаемая в процессе неустойчивости, слабо зависит от начального продольного размера сгустка, что позволяет считать ее (амплитуду) максимально возможной. Поэтому использование для целей ускорения заряженных частиц в поле кильватерного следа электронных сгустков в определенной степени не критично по отношению к их продольному размеру [3]. Некогерентное излучение спустя некоторое время после разрушения структуры оказывается одинаковым. Достаточно большое время жизни имеют сгустки, размер которых незначительно превосходит длину волны кильватерного следа.

Можно показать, что для движущихся в плазме трехмерных сгустков заряженных частиц одного знака, продольные размеры которых

$$2\pi V_0/\omega_p < a_{||} \ll 2\pi V_0/\omega_p (\omega_b/\omega_p)^{-2/3}, \quad (7)$$

в их объемах возникают фокусирующие силы, сжимающие сгустки как целое в поперечном направлении (диэлектрическая проницаемость среды для них отрицательна [7, 8]). Излучение таких сгустков также усиливается в процессе развития неустойчивости, формирующей тонкую структуру сгустка.

Кластеры. Обычно возникновение структуры усиливает поток энергии от неравновесности в каналы потерь, который достигает своего максимума в момент наибольшей амплитуды этой структуры. Однако возможны случаи, когда развитая структура формирует минимальный поток энергии в процессе релаксации системы. Построим кластер из движущихся заряженных частиц, причем первую из них – лидера, поместим в начало координат. Расположим частицу, имеющую такую же скорость в точке, где электрическое поле лидера равно нулю или минимален потенциал. Помещая затем каждую следующую частицу в минимум потенциала поля, созданного расположенными впереди частицами, можем построить кластер, устойчивость которого весьма высока (см., например, [3]), причем начальные скорости в системе покоя кластера равны нулю. Силы, действующие со стороны поля излучения на каждую частицу такого кластера, одинаковы и равны силе торможения отдельной частицы. Отметим, что подобную структуру – кластер – можно построить и в трехмерном случае. Амплитуда электрического поля излучения позади кластера, число частиц которого равно M , в $\sqrt{M}$ раз превышает амплитуду поля излучения одиночной частицы. Таким образом, интенсивность излучения такого кластера из M частиц минимальна и пропорциональна M . В ранее обсуждаемых случаях излучение когерентных структур было пропорционально M^2 с некоторым численным множителем, меньшим единицы, определяющим степень когерентности структуры.

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР В СЛАБОНАДПОРОВОГОВЫХ НЕРАВНОВЕСНЫХ СИСТЕМАХ

Одномодовый режим генерации лазера. Рассмотрим явление сужения спектра неустойчивости на примере перехода к одномодовому режиму генерации лазера. Нелинейная система уравнений, описывающая возбуждение лазерного излучения в одномерном случае при слабой надпороговости может быть записана в виде (см., например, [3]).

$$\frac{de_n}{dt} + \kappa e_n - \Delta_n e_n = -ip_n, \quad (8)$$

$$\frac{dp_n}{dt} + \Gamma p_n = i\mu e_n, \quad (9)$$

$$\frac{d\mu}{dt} = \Gamma_0(1-\mu) - \text{Im} \sum_n e_n p_n, \quad (10)$$

где e_n , p_n – пространственные моды безразмерных составляющих электрического поля и поляризации, μ – однородная составляющая инверсии заселенностей двухуровневой активной среды, Γ_0 , Γ , κ – нормированные время релаксации инверсии, ширина линии и потери в резонаторе. Пространственными возмущениями инверсии ниже пренебрежем. При учете потерь максимум инкремента неустойчивости с возбуждением электромагнитных волн достигается при величине расстройки $\Delta_n = 0$, и равен:

$$\frac{\text{Im} \omega}{\gamma_0} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{4 + (\kappa - \Gamma)^2} - (\kappa - \Gamma) \right) \quad (11)$$

где γ_0 – инкремент при $\kappa = \Gamma = 0$.

Анализируя систему уравнений (8) – (10), можно показать, что уже на начальной стадии процесса формируются пространственные структуры – импульсы электромагнитного поля, движущиеся со скоростью

$$V_g = \frac{c}{2} \left(1 - \frac{\kappa - \Gamma}{\sqrt{4 + (\kappa - \Gamma)^2}} \right).$$

Как это следует из уравнения (10), с развитием неустойчивости инверсия убывает, при этом ширина спектра растущих мод также уменьшается. Причем моды, оказавшиеся вне интервала нарастания

$$\Delta_{\max} = (\kappa - \Gamma) \sqrt{\frac{1 - \kappa}{\kappa \Gamma}}$$

быстро уменьшаются по амплитуде. Размер возникающей структуры – огибающей, – порядка $\Delta_{\max}^{-1}$, ее форма зависит от начальных значений фаз и в каждой реализации изменяется (система сохраняет память о начальном состоянии). Решая уравнения (8) – (10), определим, что максимальная энергия, заключенная в импульсе, пропорциональна $(\Gamma_0/\kappa)(1-\kappa\Gamma)$. Кроме того, при насыщении неустойчивости инверсия μ стремится к своему пороговому значению, равному $\mu_{thr} = \kappa\Gamma$. Процесс истощения накачки быстро приводит к уширению импульса в реальном пространстве и формированию практически одномодового режима генерации. Аналогичным поведением характеризуются многие неравновесные системы, находящиеся вблизи и несколько выше порога генерации колебаний.

Структурный переход в конвективно-неустойчивой среде. Рассмотрим на примере формирования конвективных валов и ячеек как проблему селекции нелинейных структур в случае слабо нелинейной теории. Для простоты рассмотрим модель Проктора-Сивашинского [9] с учетом внешнего шума. Эта модель описывает двумерное температурное поле в горизонтальной плоскости, генерируемое трехмерной конвекцией в слое жидкости (в приближении Буссинеска) между плохо проводящими тепло горизонтальными поверхностями. Эволюционное уравнение, описывающее медленное изменение амплитуд мод a_k имеет вид:

$$\dot{a}_k = a_k \left(1 - \sum_{j=1}^N V_{kj} |a_j|^2 \right). \quad (12)$$

Коэффициенты взаимодействия V_{kj} равны

$$V_{kk} = 1, V_{jj} = \frac{2}{3} [1 + 2(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{k}_j)] = \frac{2}{3} [1 + 2 \cos^2 \theta]. \quad (13)$$

Прежде чем переходить к анализу полученной системы уравнений (12) с коэффициентами взаимодействия (13) сделаем несколько замечаний. Интервал неустойчивости в $\mathbf{k}$ -пространстве представляет собой кольцо, средний радиус которого равен единице, а ширина порядка величины относительной надпороговости, т.е. много меньше единицы. Во время развития неустойчивости из-за роста нелинейных членов, эффективный инкремент мод, лежащих вне единичной окружности, будет убывать и может даже изменить знак. Не трудно показать, что сужение спектра к единичной окружности в $\mathbf{k}$ -пространстве будет происходить по сценарию, описанному в предыдущем разделе. К моменту насыщения неустойчивости и окончательному формированию первичной структуры ее крупномасштабная модуляция будет незначительна.

Таким образом, процесс формирования и ослабления крупномасштабной модуляции можно исключить из рассмотрения, так как ниже нас будут интересовать более поздние стадии эволюции системы. Именно поэтому в данном разделе мы рассматриваем упрощенную модель явления, полагая, что спектр колебаний уже располагается на единичной окружности в $\mathbf{k}$ -пространстве.

В случае рассмотрения динамики роста первичной валиковой структуры (конвективные валы, $N = 1$), решение (12) имеет вид

$$a_1(t) = (1 + C \exp(-2t)). \quad (14)$$

где $C = a_1^{-2}(0) - 1$.

Формально, существует стационарное состояние $a_1(t) = 1$. Это состояние в действительности оказывается метастабильным и неустойчивым, так как при достижении этого значения любая другая мода будет нарастать, особенно те из них, для которых $\theta = \pi/2$.

Однако, развитие возмущений в системе, как показывает численный анализ, происходит следующим образом [4]. Из начальных флуктуаций быстро возбуждается широкий спектр по θ . Интенсивность этого спектра можно оценить, приравняв правую часть (13) нулю. Затем более медленная стадия развития неустойчивости определяется конкуренцией мод. Получившая на начальном этапе развития неустойчивости пространственная мода с максимальной амплитудой начинает подавлять соседние моды и тем сильнее, чем на большем расстоянии по θ они от нее находятся. Вблизи этой основной моды формируется регулярный спектр, амплитуда которого растет, а ширина уменьшается. При приближении амплитуды центральной – основной моды, – к единице, ширина спектра стремится к нулю. Но при этом начинает нарастать, так называемый, боковой спектр, центр которого отстоит по θ от основной моды на $\pi/2$. Амплитуда этого бокового спектра растет, а ширина синхронно убывает. Спустя достаточно большое время, в десятки раз превосходящее обратный инкремент линейной неустойчивости, из вновь образованного “бокового” спектра “выживает” лишь одна мода, амплитуда которой сравнивается с амплитудой первоначальной лидирующей моды. В конечном итоге остаются две моды равной амплитуды, сдвинутые по θ на $\pi/2$. Физически это соответствует возникновению сначала валиковой структуры, модуляция которой постепенно усиливается пока не сформируются поперечные валы и структура станет представлять собой квадратные ячейки. Интересно, что шум большой интенсивности способен удержать систему от формирования валиковой структуры. Шум меньшей интенсивности не может помешать образованию последовательно метастабильного (валы) и стабильного (квадратные ячейки) состояний. При уменьшении амплитуды шума процесс перехода из метастабильного в стабильное состояние замедляется. При низкой интенсивности шума система надолго задерживается в метастабильном состоянии. В этом смысле можно сказать, что шум инициирует переходы между этими состояниями [10].

Учет взаимодействия полоидальных и тороидальных вихрей в конвективной несжимаемом слое жидкости при тех же условиях [11] приводит к неустойчивости возникшей структуры квадратных ячеек. Если отмеченное выше взаимодействие достаточно слабое, то в такой системе возникают крупномасштабные плоские (практически двумерные) вихри (эффект гидродинамического динамо [3, 12]), которые модулируют периодическую структуру квадратных ячеек. Фактически, модуляция – огибающая повторяет структуру квадратных ячеек на большем масштабе.

Влияние флуктуаций на структурные переходы. Невозможность определения состояния по методу минимума характеристического потенциала при низком уровне флуктуаций. Переходы, как правило, моделируются феноменологическими уравнениями вида

$$d_t X = f_\lambda(X), \quad (15)$$

где X – вектор состояния, $f_\lambda(X) = p(X) + \lambda g(X)$, причем параметром порядка является λ , то есть при $\lambda = 0$ выбор системы однозначен и определяется нулями функции $p(X)$. При λ , отличном от нуля и равном критическому значению, возможно развитие неустойчивости, в результате которой возможен монотонный переход к новому состоянию. Ситуация меняется, если уровень флуктуаций не равен нулю. В этом случае для описания перехода, характер которого становится не вполне монотонным, следует применять стохастические уравнения.

Рассмотрим соответствующие уравнения типа стохастического дифференциального уравнения (СДУ) Ито или Стратоновича

$$dX_t = [h(X_t) + \lambda g(X_t)]dt + \sigma g(X_t)dW_t, \quad (16)$$

Здесь параметр перехода λ заменяется стационарным случайным процессом $\lambda_t = \lambda + \sigma \xi_t$, где внешний шум ξ_t имеет нулевое среднее значение и интенсивность, равную σ^2 . Кстати, уравнение Фокера-Планка, определяющее эволюцию плотности вероятности подобного перехода $P(y, t|x, s)$, имеет вид

$$\partial_t P(y, t|x) = \partial_y \{f_\lambda(y)P(y, t|x) + (\sigma^2/2)g'(y)g(y)\} + (\sigma^2/2)\partial_{yy} g^2(y)P(y, t|x), \quad (17)$$

причем, член в фигурных скобках пропорциональный $g'(y)$, возникает лишь в случае СДУ Стратоновича. Можно показать [10], что стационарное поведение системы, описываемой СДУ (16) определяется стационарной плотностью вероятности

$$P_s(x) = \frac{N}{g^v} \exp\left(\frac{2}{\sigma^2} \int \frac{f(u)}{g^2(u)} du\right) \quad (18)$$

причем $v = 1$ соответствует случаю СДУ Стратоновича, а $v = 2$ – случаю СДУ Ито.

Если записать феноменологическое уравнение в виде

$$\partial_t X = -\partial_X V_\lambda(X) \quad (19)$$

где потенциал Ляпунова имеет вид

$$V_\lambda(X) = -\int [p(z) + \lambda g(z)]dz$$

то стационарные состояния определяются экстремумами потенциала Ляпунова, а нормальные моды $\omega(\bar{X})$ при анализе устойчивости в линейном приближении – уравнением

$$\omega(\bar{X}) = -\partial_{XX} V_\lambda(\bar{X}). \quad (20)$$

Плотность вероятности достигает локального максимума вблизи минимума функции Ляпунова, хотя и несколько “размыта” в его окрестности с характерным размером, зависящим от σ^2 . При существовании более одного минимума функции Ляпунова, следует ожидать равновесную плотность вероятности, имеющую несколько локальных максимумов. Очевидно, это состояние является динамическим равновесием между несколькими фазами. Причем, зная значения локальных максимумов, можно найти количественные соотношения между фазами. Поясним, почему это может оказаться не так, то есть такой подход может быть ошибочным.

Очевидно, что при уменьшении флуктуаций, локальные минимумы функции Ляпунова уменьшаются, а области, вблизи этих минимумов, где функция Ляпунова мала, сужаются. Таким образом, система, попадая в один из локальных минимумов, может оказаться запертой в его окрестности. Математически это означает, что движение мировой линии в окрестности минимума Ляпунова будет весьма продолжительным и может оказаться сравнимым со временем наблюдения. Исследователю вполне может показаться, что это состояние – единственно устойчивое. Хотя, если бы начальное состояние системы формировалось вблизи иного минимума, то реализовалось бы другое состояние.

Таким образом, снижение уровня шума вполне может привести к замораживанию одного из формально состояний, вовсе не обязательно обладающих абсолютным минимумом функции Ляпунова. Другими словами, использование метода минимума характеристического потенциала (такого, как потенциал Ляпунова) для определения диаграммы состояний в системе с низким уровнем шума проблематично, по крайней мере для конечных достаточно продолжительных периодов времени. Более того, фазовые соотношения в холодной системе (низкие температуры или низкий уровень флуктуаций) не могут быть определены однозначно, если не был предварительно зафиксирован путь перехода к этому состоянию.

Описание взаимодействия волны конечной амплитуды и турбулентной среды, находящейся вблизи порога неустойчивости [13]. Турбулентно-волновая неустойчивость представляет собой взаимодействие медленной (в сравнении с характерным временем турбулентных пульсаций) волны конечной амплитуды $\psi = A \exp[i(K_0 x - \Omega_0 t)] + \text{к.с.}$ в турбулентной среде, пульсации которой поддерживаются постоянно действующим источником, и находящейся в отсутствии волны ниже порога развития неустойчивости (то есть, процесса роста турбулентной энергии). Оказывается, что для описания подобного явления в различных физических реализациях существует универсальная система уравнений. Если выделить в энергии турбулентности E нулевую и первую гармоники следующим образом $E = W_0 + W_1 \exp[i(K_0 x - \Omega_0 t)] + \text{к.с.}$, то замкнутая система уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_0(z) \frac{\partial}{\partial x} \right) W_0 &= -\bar{\epsilon} W_0 + \alpha_R (W_1^* A + W_1 A^*) - \alpha_I (W_1^* A - W_1 A^*) + \bar{q}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_0(z) \frac{\partial}{\partial x} \right) W_1 &= (-\bar{\epsilon} + i\Omega_0 - iK_0 U_0) W_1 + \alpha_R W_0 A, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_{gr} \frac{\partial}{\partial x} \right) A &= \beta E \end{aligned} \quad (21)$$

где V_{gr} – групповая скорость волны, $\bar{\epsilon}$ – малая величина, характеризующая отклонение от порога роста турбулентности, β – параметр взаимодействия волны и турбулентности, $U_0(z)$ – скорость крупномасштабного сдвигового течения, вообще говоря, изменяющаяся в направлении перпендикулярном распространению волн, $\alpha = \alpha_R + i\alpha_I$ – комплексный параметр взаимодействия медленных турбулентных осцилляций и волны, $\bar{q}$ – амплитуда источника турбулентности.

Численный анализ уравнений показал, что существует область значений параметров α и β , когда имеет место неэкспоненциальный рост амплитуды волны и энергии турбулентности одновременно, обусловленный их нелинейным взаимодействием за счет постоянно действующего источника энергии турбулентных пульсаций. Взаимное усиление волны и турбулентности имеет место на конечных временах порядка $\tau \propto 10|\bar{\epsilon}|^{-1}$. В результате развития неустойчивости волна провоцирует появление пространственно выделенных структур – областей роста турбулентных пульсаций. С другой стороны наличие турбулентной среды, находящейся вблизи порога неустойчивости приводит к росту амплитуды волны, что позволит использовать это явление для диагностики критических зон, где велика вероятность катастрофических процессов.

Структуры в фазовом пространстве. Особо интересно образование структур в фазовых пространствах. Их появление свидетельствует о возникновении новых физических явлений или состояний. Такая долгоживущая структура в фазовом пространстве – пространстве скоростей формировалась в обсуждаемом выше случае диссипативной пучковой неустойчивости. Волна конечной амплитуды и захваченные ею частицы пучка формировали долгоживущее образование – структуру в фазовом пространстве. Именно возникновение этого образования в фазовом пространстве приводило к аномально большим потерям энергии пучка. Обсуждаемое явление лежит в основе физического механизма работы созданных в НИЦ высокоэффективных генераторов.

Другое интересное физическое явление – наличие дополнительных состояний вблизи дна энергетических зон Бриллюэна в пространственно-ограниченном кристаллическом твердом теле, обусловленное существованием поверхностных блоховских волн. Неустраняемый дефект, которым является поверхность, приводит в кристаллическом твердом теле к появлению блоховских электронных волн поверхностного типа. Отношение количества состояний электронов в одной зоне Бриллюэна, обусловленных объемными блоховскими волнами, к количеству состояний, обусловленных поверхностными волнами, пропорционально отношению объема к поверхности образца. Для тонких пленок это отношение порядка толщины пленки, выраженной в ангстремах. Собственные значения энергии поверхностных волн меньше аналогичных величин для объемных блоховских волн. Поэтому присутствие поверхностных волн приведет к появлению дополнительных энергетических уровней вблизи дна энергетической зоны объемных блоховских волн. Наличие дополнительных уровней, относительная доля которых растет при уменьшении толщины пленки, способно изменить их физические характеристики по сравнению с образцами большой толщины из этого же материала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мир, в основном, населен диссипативными структурами разной степени сложности, существование которых поддерживается потоками энергии от внешних источников к каналам ее потерь, таким, например, как диссипация и излучение. Как правило, высокая структурная четкость реализуется именно при известной слабой надпороговости неравновесных систем и сред. Подобные структуры обусловлены в основном неравновесностью, диссипативными механизмами и нелинейностью и слабо зависят от дисперсионных характеристик среды. Как отмечено выше, и в сильнонеравновесных нелинейных системах могут возникать пространственные структуры, обусловленные именно диссипативными механизмами. Эти структуры реализуются только в случае достаточно больших уровней поглощения энергии.

В вечной игре между нелинейностью, дисперсией и диссипацией (поглощением энергии), порождающей множество нелинейных образований, диссипативные процессы не всегда играют второстепенную роль, в основном ограничивая время жизни возникающих структур. В ряде случаев именно диссипативные процессы (понимаемые в несколько более широком плане, рассматриваемом выше), вместе с нелинейностью в неравновесных системах и средах могут создать условия для возникновения специфических пространственных диссипативных структур.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору Залюбовскому И.И. за поддержку и внимание к нашей работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Файнберг Я.Б.// Физика плазмы, Т.11, в.11, с.1398-1410, 1985.
2. Куклин В.М., Лапшин В.И. Волны отрицательной энергии. Уч. пос. Высшая школа, ХГУ, 1996.
3. Кондратенко А.Н., Куклин В.М., Ткаченко В.И.// Изв. вузов. Радиофизика. Т.21, N10, с.1535-1537, 1978; Kuklin V.M. and Panchenko I.P. Nonlinear structure formation in dissipative media. Plasma Physics Reports, 20, n.9, p. 813-823. 1994.

4. Kirichok A.V. and Kuklin V.M. Allocated Imperfections of Developed Convective Structures. Physics and Chemistry of the Earth Part A (to be published)
5. Kuklin V.M. and Kirichok A.V. Distributed Defects in Mature Dissipative Structures. Physica Scripta, 1995, v.52, n.11, pp.492-497.
6. Kondratenko A.N., Kruscha K.J.G., Kuklin V.M., Tkachenko V.I. Exitation of plasma waves by means of a weakly ionized monoenergetic particle beam. Beitr. Plasma Phys. B23, N6, p. 615, 1983.
7. Лапшин В.И., Матвеев Г.Г., Роменский И.В. Динамика движущихся трехмерных ступок. Сб. докл. 2 всесоюзного совещания по новым методам ускорения заряженных частиц. Ереван, 1989г.
8. Куклин В.М., Панченко И.П., Хакимов Ф.Х.// "Многоволновые процессы в физике плазмы". — Душанбе: Дониш, 1989, с.175.
9. Chapman J. and Proctor M.R.E.// J. Fluid Mech., V.101, p.759, 1980; Gertsberg V. and Sivashinsky// Prog. Theor. Phys., V.66, p.1219, 1981.
10. В. Хорстхемке, Р. Лефевр. Индуцированные шумом переходы. Пер. с англ. - М.: "Мир" 1987, 400с.
11. Pismen L.M.// Phys. Rev. Lett., 59, N24, p.2740, 1987.
12. Kirichok A.V., Kuklin V.M., Panchenko I.P. About Possibility of Dynamo Mechanism in Unstable Convective Medium. Doklady Acad. Nauk. (Ukraine), 1997, N4. p. 87-92.
13. Kirichok A.V., Korsunsky S.V., Kuklin V.M., Example of wave-turbulent instability in nonequilibrium plasma. Doklady Acad. Nauk (Ukraine), 1994, N11.

DISSIPATIVE MECHANISMS OF SPATIAL STRUCTURES FORMATION

A.V. Kirichok*, V.M. Kuklin**, V.I. Lapshin***

*Institute for Electromagnetic Researches, Kharkov; ** Kharkov State University;

*** National Science Center KhPhTI, Kharkov

It is shown, that the energy dissipation and also the processes, which result in losses of mechanical, elastic and electromagnetic energy of perturbations, can form spatial structures in nonequilibrium nonlinear media. In strongly nonequilibrium media, where the perturbations of negative energy are realized, the long-lived spatial structures result in anomalous extraction of energy from nonequilibrium sources. In weakly nonequilibrium media, where all perturbations have positive energy, the nonlinear structures are formed close to a threshold of instability, which have a characteristic discrete spectrum with abnormally narrow linewidth.

The decrease of noise level can lead to freezing of one of metastable states. Moreover, the phase relations in the cold system (low temperatures or low noise level) can not be determined unambiguously, if the transition path to this state was not specified.

KEYWORDS: dissipative structures, phase states, nonlinear nonequilibrium media, structure transitions

УДК 538.9

СИММЕТРИИ В СИСТЕМАХ С НЕСОРАЗМЕРНЫМИ ФАЗАМИ**С.В.Березовский, В.Ф.Клепиков, Ю.В.Середа, М.А.Лысенко****Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины, Харьков, Украина
310002, г.Харьков, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812**тел.: (0572) 404720, факс: (0572) 475261, e-mail: ipct@pem.kharkov.ua*** Институт монокристаллов НАН Украины, Харьков, Украина, 310001, г.Харьков, пр.Ленина, 60
тел.: (0572) 308339, e-mail: root@isc.kharkov.ua**Поступила в редакцию 20 мая 1999 г.*

Проведен симметричный анализ вариационного уравнения, описывающего модулированные фазы для систем со скалярным параметром порядка. Найдены все группы Ли и инвариантные частные решения данного нелинейного дифференциального уравнения IV порядка. При произвольных значениях материальных параметров уравнение обладает группой трансляционной симметрии, которая является также вариационной симметрией. Наличие этой группы позволяет понизить порядок уравнения до второго. Трансляционно инвариантные распределения параметра порядка описывают пространственно-однородные состояния системы. В трикритической точке Лифшица симметрия вариационного уравнения расширяется за счет группы масштабных преобразований. Благодаря этому можно понизить порядок уравнения до первого, что позволяет найти точное частное пространственно-неоднородное распределение параметра порядка.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: группы Ли, вариационное уравнение, теория Ландау, фазовый переход, инвариантное решение, параметр порядка

В настоящее время пространственно-неоднородные длиннопериодические структуры параметра порядка являются объектом интенсивных исследований [1-3]. Примерами таких структур являются несоразмерные фазы, возникающие при различных структурных переходах, волны зарядовой плотности в металлах, геликоидальные фазы в магнетиках и жидких кристаллах. Длиннопериодические структуры выявлены примерно в сотне магнитных веществ [4], в нескольких десятках сегнетоэлектриков [2].

Важной особенностью фазовых переходов с образованием модулированных структур является возможность существования точки Лифшица. Точка Лифшица представляет собой тройную точку, разделяющую на фазовой диаграмме области фазовых переходов из неупорядоченной фазы непосредственно в соразмерную фазу от области переходов неупорядоченная - несоразмерная фаза [2,3]. Экспериментально существование точки Лифшица подтверждено для магнетика MnP и одноосного собственного сегнетоэлектрика $Sn_2P_2(Se_xS_{1-x})_6$ [3].

При теоретическом описании фазовых переходов в несоразмерное состояние часто используются феноменологические подходы приближения среднего поля, в частности теория Ландау [1-7]. Исходным моментом теории Ландау является построение и анализ неравновесного термодинамического потенциала (ТП) системы Φ , в общем случае являющегося функционалом пространственно-неоднородного ПП $\varphi(x)$ [1]. Пространственная модуляция ПП является результатом конкуренция и компромисса различных внутренних взаимодействий [1,5], которые на уровне ТП описываются посредством ряда градиентных и нелинейных инвариантов. Распределение ПП в несоразмерной фазе является экстремалю ТП и определяется путем решения нелинейного вариационного дифференциального уравнения $\delta\Phi = 0$.

В настоящее время универсальной процедуры решения нелинейных дифференциальных уравнений не существует. Сложность поиска решений нелинейных задач стимулирует применение к ним симметричного анализа, в частности, аппарата групп Ли [8,9]. Использование техники группового анализа позволяет в ряде случаев значительно упростить задачу, а также получить некоторые точные частные решения. Заметим, что применение теории групп имеет свою специфику при исследовании систем, описываемых однородным и неоднородным ПП. Если в первом случае речь идет преимущественно об анализе дискретных групп симметрии кристалла, то во втором - непрерывных групп симметрии нелинейных дифференциальных уравнений.

Для многих систем число компонент ПП вблизи критической области эффективно уменьшается и фазовые переходы могут быть описаны с помощью однокомпонентного ПП (сегнетоэлектрики, некоторые магнетики, жидкие кристаллы, сверхпроводники без магнитного поля и т.д.) [1,4,10].

В данной работе определены все однопараметрические группы, допускаемые нелинейным вариационным уравнением 4 порядка в теории систем с однокомпонентным ПП. Найдено, что вариационное уравнение при произвольных материальных параметрах инвариантно относительно группы трансляций, являющейся также

группой вариационной симметрии. Дана физическая интерпретация инвариантов группы трансляций. С использованием стандартной процедуры [8,9] порядок вариационного уравнения был понижен до второго. В трикритической точке Лифшица вариационное уравнение допускает также группу масштабных преобразований. Найдены инвариантные относительно этой группы решения. С помощью группы масштабной симметрии порядок вариационного уравнения был понижен до первого, что позволило найти точное частное пространственно-неоднородное распределение параметра порядка в трикритической точке Лифшица.

ГРУППЫ ЛИ ВАРИАЦИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Для описания фазовых переходов в системах, характеризуемых однокомпонентным ПП с одним направлением модуляции, используем следующее выражение для ТП [7]:

$$\Phi = \Phi_0 + \int_0^L dx \left\{ c(\varphi'')^2 - \bar{g}(\varphi\varphi')^2 - \bar{\gamma}(\varphi')^2 + \bar{q}\varphi^2 + \bar{p}\varphi^4 / 2 + \bar{h}\varphi^6 / 3 \right\} \quad (1)$$

Здесь L - длина образца вдоль оси модуляции ПП, φ', φ'' - производные ПП по пространственной координате x , $c, \bar{g}, \bar{\gamma}, \bar{p}, \bar{h}$ - материальные параметры среды. Полагаем, что изменение состояния системы происходит при понижении температуры: $\bar{q} = \bar{q}'(T - T_c)$, где $\bar{q}' = \text{const} > 0$. Параметры $c, \bar{h} > 0$, что необходимо для обеспечения глобальной устойчивости системы. Устойчивые модулированные структуры возникают при $\gamma > 0$ [7,11]. Знаки параметров g, p в общем случае произвольны.

Вариационное уравнение системы для функционала (1) имеет вид [5]:

$$\varphi^{(IV)} + g[\varphi^2\varphi'' + \varphi(\varphi')^2] + \gamma\varphi'' + q\varphi + p\varphi^3 + h\varphi^5 = 0 \quad (2)$$

где $g = \bar{g}c^{-1}$ (аналогично для других параметров).

Для выяснения общих свойств уравнения (2) воспользуемся аппаратом группового анализа.

В качестве первого шага определим полную группу симметрии вариационного уравнения (2). Для этого рассмотрим однопараметрические группы G1 преобразований как зависимых переменных φ , так и независимых переменных x [8,9]:

$$x^* = f_1(x, \varphi, a), \quad \varphi^* = f_2(x, \varphi, a) \quad (3)$$

где x, φ - исходные переменные, x^*, φ^* - новые переменные, a - параметр преобразования. Функции f_1, f_2 удовлетворяют групповым свойствам:

$$f_i(f_1(x, \varphi, a), f_2(x, \varphi, a), b) = f_i(x, \varphi, a + b) \quad (4)$$

$$f_1(x, \varphi, a)|_{a=0} = x, \quad f_2(x, \varphi, a)|_{a=0} = \varphi \quad (5)$$

Компоненты касательного векторного поля группы G1 определяется следующими выражениями:

$$\xi(x, \varphi) = \partial f_1(x, \varphi, a) / \partial a|_{a=0}, \quad \eta(x, \varphi, a) = \partial f_2(x, \varphi, a) / \partial a|_{a=0} \quad (6)$$

Инфинитезимальный оператор группы G1 имеет вид

$$\hat{X} = \xi(x, \varphi)\partial_x + \eta(x, \varphi)\partial_\varphi \quad (7)$$

Поскольку в (2) входят производные четвертого порядка, необходимо продолжить преобразования (3) группы G1 на производные до четвертого порядка включительно [8,9]. В результате этого получим группу G_1^4

преобразований в шестимерном пространстве переменных $(x, \varphi, \varphi', \varphi'', \varphi''', \varphi^{(IV)})$, которые в дальнейшем рассматриваются как алгебраически независимые, но связанные соотношениями:

$$\varphi' = D(\varphi), \dots, \varphi^{(n+1)} = D(\varphi^{(n)}) \quad (8)$$

где D - оператор полного дифференцирования [8,9].

Для дальнейшего потребуется продолжение не самих преобразований (3), а их инфинитезимального оператора (7):

$$\hat{X}_4 = \hat{X} + \varepsilon_1\partial_{\varphi'} + \varepsilon_2\partial_{\varphi''} + \varepsilon_3\partial_{\varphi'''} + \varepsilon_4\partial_{\varphi^{(IV)}} \quad (9)$$

где коэффициенты

$$\varepsilon_n = \partial\varphi^{(n)*} / \partial a|_{a=0} = D(\varepsilon_{n-1}) - \varphi^{(n)}D(\xi), \quad \varepsilon_0 \equiv \eta \quad (10)$$

представляют собой соответствующее продолжение касательного векторного поля.

Согласно общей теории [8,9] исследуемое уравнение (2) рассматривается в шестимерном пространстве переменных $(x, \varphi, \varphi', \varphi'', \varphi''', \varphi^{(IV)})$ как пятимерная поверхность $[F = 0]$, где F - левая часть (2).

Условие инвариантности поверхности $[F = 0]$ относительно продолженной группы G_1^4

$$\hat{X} F|_{[F=0]} = 0 \quad (11)$$

означає, що група преобразований G1 допускається уравнением (2).

Следуя стандартной процедуре [8,9], приводим получаемое из (11) определяющее уравнение к виду:

$$\eta_{xxx} - (\eta_\varphi - 4\xi_x)[q\varphi + p\varphi^3 + h\varphi^5] + \eta_{xx}(\gamma + g\varphi^2) + \eta(q + 3p\varphi^2 + 5h\varphi^4) = 0 \quad (12)$$

где

$$\xi(x, \varphi) = r_1(x), \quad \eta(x, \varphi) = (\alpha_1 + 3r_1'(x)/2)\varphi + r_2(x) \quad (13)$$

а α_1 - постоянная интегрирования.

Анализ уравнения (12) показывает, что существует две возможные системы условий на $r_1(x)$, $r_2(x)$, α_1 : одна при $g = h = 0$; другая же имеет место при произвольных g и h .

Рассмотрим сначала случай, когда g и h произвольны. При этом

$$r_1(x) = \alpha_2 - 2\alpha_1 x/5, \quad r_2(x) = 0, \quad \gamma\alpha_1 = p\alpha_1 = q\alpha_1 = 0 \quad (14)$$

где α_2 - константа интегрирования. Тогда при произвольных материальных параметрах γ, q, p из (13), (14) следует:

$$\xi(x, \varphi) = 1, \quad \eta(x, \varphi) = 0 \quad (15)$$

где константу α_2 для простоты положили равной единице. Решая систему уравнений Ли (6) с начальными условиями (5), получаем, что при произвольных материальных параметрах вариационное уравнение (2) является инвариантным относительно группы трансляций

$$x^* = x + a, \quad \varphi^* = \varphi \quad (16)$$

Рассмотрим теперь случай $\gamma = q = p = 0$. Тогда $\alpha_1 \neq 0$ и, исходя из вида первого уравнения системы (14), для удобства можно положить $\alpha_1 = -5/2$. Полагаем также $\alpha_2 = 0$, чем исключаем из рассмотрения уже обнаруженную группу трансляций. Повторяя уже изложенную процедуру, получаем что

$$\xi(x, \varphi) = x, \quad \eta(x, \varphi) = -\varphi \quad (17)$$

Из (17) следует, что в трикритической точке Лифшица ($\gamma = q = p = 0$) помимо группы трансляций (16) имеется также группа масштабных преобразований следующего вида:

$$x^* = \alpha x, \quad \varphi^* = \varphi / \alpha \quad (18)$$

Рассмотрим теперь случай $g = h = 0$.

Пусть $p \neq 0$. Анализ показывает, что γ и q либо одновременно равны нулю, либо произвольны. Если $\gamma = q = 0$, то

$$\xi(x, \varphi) = x, \quad \eta(x, \varphi) = -2\varphi \quad (19)$$

где мы положили $\alpha_1 = -7/2$, а также $\alpha_2 = 0$ (последнее необходимо, чтобы исключить рассмотренную выше группу трансляций). Это означает, что в точке Лифшица для случая $g = h = 0$ помимо группы трансляций имеется группа масштабных преобразований вида:

$$x^* = \alpha x, \quad \varphi^* = \varphi / \alpha^2 \quad (20)$$

Случай $g = h = p = 0$ является тривиальным и здесь не рассматривается, поскольку уравнение (2) при этих условиях становится линейным и может решаться с помощью стандартных методов.

ТРАНСЛЯЦИОННАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Выше было получено, что вариационное уравнение (2) при произвольных материальных параметрах допускает группу трансляций (16). ТП системы (1) также инвариантен относительно этой группы. Физически это означает, что перенос системы как целого вдоль оси модуляции не изменяет ее энергии [1]. Группы, относительно которых инвариантны как вариационное уравнение, так и производящий его функционал, называются вариационными, и позволяют понизить порядок уравнения на две единицы [8].

Инварианты первого и нулевого порядка группы симметрии являются интегралами системы уравнений [8,9]:

$$\begin{aligned} \xi d\varphi - \eta dx &= 0 \\ \xi d\varphi' - \zeta_1 dx &= 0 \end{aligned} \quad (21)$$

С учетом (15), инварианты группы трансляций имеют вид

$$\varphi = \text{const} \quad (22)$$

Таким образом, инвариантные относительно трансляций решения описывают пространственно-однородные

состояния системы в высокосимметричной и соразмерной фазах. Следовательно, переход в модулированную фазу необходимо трактовать как спонтанное нарушение трансляционной симметрии [4].

Инфинитезимальные операторы групп (16), (18)

$$\hat{X}_1 = \partial_x, \quad \hat{X}_2 = x\partial_x - \varphi\partial_\varphi \quad (23)$$

образуют базис алгебры Ли двухпараметрической группы преобразований (16), (18) и имеют коммутатор

$$[\hat{X}_1, \hat{X}_2] = \hat{X}_1 \quad (24)$$

Из (24) следует, что одномерная подалгебра, порожденная оператором $\hat{X}_1$, является идеалом рассматриваемой алгебры Ли [8,9]. Поэтому понижение порядка вариационного уравнения следует начинать с группы (16) трансляционной инвариантности.

Наличие вариационной симметрии (16) функционала энергии (1) позволяет понизить порядок его вариационного уравнения с четвертого до второго. Для этого необходимо сформулировать теорему Нетер.

Полная вариация функционала (1)

$$\delta\Phi(\varphi) = \int_{x_0+\delta x_0}^{x_1+\delta x_1} F(\varphi+h, \varphi'+h', \varphi''+h'')dx - \int_{x_0}^{x_1} F(\varphi, \varphi', \varphi'')dx \quad (25)$$

когда варьируется не только функция на промежутке интегрирования, но и границы промежутка. Вариации значений функции на концах промежутка интегрирования

$$\delta\varphi(x_i) = \varphi^*(x_i + \delta x_i) - \varphi(x_i) = h(x_i) + \varphi'(x_i)\delta x_i \quad (26)$$

где δx_i - вариации концов ($i = 1, 2$) промежутка, $h(x)$ - приращение функции на промежутке. Получаем

$$\delta\Phi = D\delta x \Big|_{x_0}^{x_1} + p_1\delta\varphi \Big|_{x_0}^{x_1} + p_2\delta\varphi' \Big|_{x_0}^{x_1} + \int_{x_0}^{x_1} h(x) \left\{ F_\varphi - dF_\varphi / dx + d^2F_{\varphi''} / dx^2 \right\} dx, \quad (27)$$

$$p_1 = F_{\varphi'} - dF_{\varphi''} / dx, \quad p_2 = F_{\varphi''}, \quad D = F - p_1\varphi' - p_2\varphi'' \quad (28)$$

Рассмотрим экстремали функционала (1), на которых подинтегральное выражение в (27) зануляется. Поскольку значение функционала (1) не изменяется при преобразованиях (16), то после выполнения такого малого преобразования со следующими условиями на обоих концах промежутка интегрирования:

$$\delta x = \varepsilon, \quad \delta\varphi = 0, \quad \delta\varphi' = 0 \quad (29)$$

по-прежнему должно выполняться условие

$$\delta\Phi = 0 \quad (30)$$

Тогда из (27), (29), (30) следует, что

$$D = \text{const} \quad (31)$$

а (28) сводится к

$$2\varphi'\varphi''' - (\varphi'')^2 + g(\varphi\varphi')^2 + \gamma(\varphi')^2 + q\varphi^2 + p\varphi^4 / 2 + h\varphi^6 / 3 = D \quad (32)$$

Уравнение (32) является первым интегралом вариационного уравнения (2). Константа D интерпретируется как плотность энергии.

Уравнение (32) сохраняет трансляционную инвариантность. Поэтому его порядок можно понизить еще на единицу путем стандартной процедуры замены переменных. Согласно (21), инвариантом нулевого порядка является φ , а первого φ' . Введем новые переменные

$$u = \varphi'(x), \quad z = \varphi(x) \quad (33)$$

Замена (33) приводит уравнение (32) к уравнению второго порядка

$$u^2(2uu'' + (u')^2 + \gamma + gz^2) + qz^2 + pz^4 / 2 + hz^6 / 3 = D \quad (34)$$

МАСШТАБНАЯ СИММЕТРИЯ

Найдем инвариантные относительно группы масштабных преобразований (18) решения уравнения (2). Воспользовавшись видом касательного векторного поля (17), из уравнений (21) получаем, что такие решения имеют вид

$$\varphi(x) = a/x \quad (35)$$

Подставляя функцию (35) в уравнение (2) (напомним, что масштабная симметрия существует при $\gamma = q = p = 0$), находим допустимые значения коэффициента a :

$$a^2 = \left(-3g \pm \sqrt{9g^2 - 96h} \right) / 2h \quad (36)$$

Группа масштабных преобразований (18) переменных x, φ индуцирует группу масштабных преобразований переменных (u, z) уравнения (34):

$$z^* = \beta z, \quad u^* = \beta^2 u \quad (37)$$

Уравнение (51) в точке $\gamma = q = p = 0$ допускает группу (37) только при $D = 0$, что объясняется наличием вариационной симметрии для некоммутирующих групп (16), (18) [8]. Если $D = 0$, то можно свести рассматриваемую задачу (2) к решению дифференциального уравнения первого порядка. При этом используем замену переменных:

$$t = u/z^2, \quad w = z \, d(u/z^2)/dz \quad (38)$$

где t - инвариант нулевого порядка, $w = w_0 - 2t$, где w_0 - инвариант первого порядка рассматриваемой группы (37). Уравнение (34) в этих переменных приобретает следующий вид ($\gamma = q = p = 0$):

$$2t^3 w w' + t^2 w^2 + 10t^3 w + 8t^4 + g t^2 + h/3 = 0 \quad (39)$$

Уравнение (39) допускает частные решения вида

$$w = At + B/t \quad (40)$$

которые в исходных обозначениях имеют следующий вид:

$$(\varphi')^2 = -g\varphi^4/12 + C \quad \text{при } h = g^2/12, \quad A = -2 \quad (41)$$

$$(\varphi')^2 = -9g\varphi^4/88 + C\varphi^{4/3} \quad \text{при } h = 27g^2/484, \quad A = -4/3 \quad (42)$$

Решение (41) приводит к распределениям ПП, выражаемым через эллиптические функции. Так, например, при $C > 0$, $g > 0$ получаем:

$$\varphi(x) = (12C/g)^{1/4} \operatorname{cn}(\sqrt{Cg/3}x, k^2 = 1/2) \quad (43)$$

Заметим, что решение типа (42) соответствует неаналитической связи $(\varphi')^2$ с $\varphi(x)$. Решения (41), (42) ранее были получены в работе [12]. Однако в [12] симметричный анализ не использовался.

Рассмотрим теперь масштабную симметрию в точке Лифшица в случае $g = h = 0$, $p \neq 0$. Условием существования данной симметрии у уравнения (34), как и выше, является $D = 0$. Согласно (20), получаем группу

$$z^* = \beta^2 z, \quad u^* = \beta^3 u \quad (44)$$

Ее инварианты имеют вид

$$t = u/z^{3/2}, \quad w_0 = u'/\sqrt{x} \quad (45)$$

Вариационное уравнение (34) в переменных $w = w_0 - 3t/2 = z \, dt/dz$, t является дифференциальным уравнением первого порядка и имеет следующий вид:

$$2t^3 w w' + t^2 w^2 + 7t^3 w + 15t^4/4 + p/2 = 0 \quad (46)$$

ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, вариационное уравнение (2) при произвольных значениях материальных параметров допускает только группу трансляций (16). Данная симметрия является вариационной. Инвариантные относительно группы трансляций решения вариационного уравнения (2) описывают пространственно-однородные состояния системы, соответствующие высокосимметричной и соразмерной фазам. Переход из соразмерных (в т. ч. неупорядоченного) состояний в модулированное состояние сопровождается нарушением трансляционной симметрии ПП $\varphi(x)$. Тем не менее, ТП по-прежнему инвариантен относительно сдвига волны модуляции как целого. Другими словами, несоразмерное состояние является вырожденным, энергия его не меняется при однородном по объему изменении некоторой фазы (свойство «скольжения») [1]. Следствием нарушения непрерывной трансляционной симметрии в модулированном состоянии является появление моды Голдстоуна - фазонов [13]

В трикритической точке Лифшица ($\gamma = q = p = 0$) вариационное уравнение (2) инвариантно также относительно группы масштабных преобразований (18). Пространственная зависимость масштабно инвариантного решения (35) имеет полюсный характер, причем порядок полюса равен 1. Такое поведение является общим свойством решений вариационного уравнения (2), в т. ч. при произвольных параметрах γ, p, q [11]. Однако, в отличие от масштабно инвариантного решения (35), решения вариационного уравнения в общем случае имеют полюсы I порядка, расположенные в комплексной плоскости вне вещественной оси. Это, в частности, относится к распределению ПП $\varphi(x)$ в несоразмерной фазе, выражаемому через эллиптическую функцию Якоби sn [11].

Наибольший эффект от наличия масштабной симметрии и вариационной трансляционной симметрии достигается при $D = 0$ (31), когда порядок вариационного уравнения можно понизить на 3 единицы (39). Формально необходимость обращения константы интегрирования D в нуль следует из некоммутативности масштабной и вариационной групп симметрии (16), (18) [8]. Физическим следствием равенства нулю константы D , имеющей смысл плотности энергии, закачиваемой в систему, есть то, что соответствующие состояния являются сепаратрисными, т. е. отделяющими два различных режима пространственного поведения системы [14]. Рас-

пределения ПП в таких состояниях обычно имеют солитонный характер, в частности, bell-солитонный [15].

Наличие дополнительной масштабной симметрии указывает на то, что в трикритической точке Лифшица система (1) обладает особыми свойствами. При этом меняются не только математические особенности вариационного уравнения (расширение группы симметрии), но и физические свойства системы. Так, в окрестности трикритической точки Лифшица существенно модифицируется критическое поведение [16].

Условие $\gamma = q = p = 0$ эквивалентно тому, что в модели (1) учитываются только инварианты $(\varphi'')^2$, $(\varphi\varphi')^2$, φ^6 . Данное обстоятельство указывает на важную роль этих слагаемых в теории систем с однокомпонентным параметром порядка. Отметим, что в автомодельном приближении именно эти инварианты имеют наибольший порядок малости [5]. На базе этих инвариантов можно сформулировать замкнутую d -мерную модель термодинамической системы. В случае $d = 6$ данная модель обладает вариационной масштабной симметрией, что и является, по-видимому, причиной, приводящей к появлению пространственно-неоднородных распределений параметра порядка $\varphi(x)$ [5]. Наличие решений с неаналитической связью $(\varphi')^2$ с $\varphi(x)$ (см. (42)) также указывает на особый характер трикритической точки Лифшица.

Следует отметить, что наряду с непрерывными группами (группами Ли), системы с однокомпонентным ПП могут быть инвариантны относительно дискретных отображений: групп инверсии в пространстве состояний $\varphi \rightarrow -\varphi$ и в координатном пространстве $x \rightarrow -x$, группы четности $\varphi(-x) \rightarrow \pm\varphi(x)$. Нарушение группы инверсии $\varphi \rightarrow -\varphi$ является важнейшей характеристикой цепочки фазовых переходов неупорядоченная - модулированная - соразмерная фазы. При этом, если в модулированном состоянии группа инверсии нарушена локально (среднее по периоду значение ПП равно нулю), то в монокристаллической соразмерной фазе имеет место глобальное нарушение данной симметрии. При наличии доменной структуры потерянная симметрия $\varphi \rightarrow -\varphi$ переводит домены одного типа $+\varphi_0$ в домены другого типа $-\varphi_0$ [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Толедано Ж.-К., Толедано П. Теория Ландау фазовых переходов. М. Мир, 1994. 461 с.
2. Cummins H.Z. // Phys. Rep. 1990. V.185. P.211-409
3. Высочанский Ю.М., Сливка В.Ю. // УФН. 1992. Т.162. С.139-160
4. Изюмов Ю.А. Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах. М. Энергоатомиздат, 1987. 199 с.
5. Клепиков В.Ф. Фазовые переходы (несоизмеримые структуры). Харьков, ротапринт ХФТИ. 1996. 143 с.
6. Изюмов Ю.А., Сыромиятников В.Н. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М. Наука, 1984. 248 с.
7. Ема К., Намано К., Levanyuk A.P. // J. Phys. Soc. Japan. 1990. V.59. P.1438-1450
8. Олвер П. Приложения групп Ли к дифференциальным уравнениям. М. Мир, 1989. 637 с.
9. Ибрагимов Н.Х. Группы преобразований в математической физике. М. Наука, 1983. 280 с.
10. Буздин А.И., Меньшов В.И., Тутушев В.В. // ЖЭТФ. 1986. Т.91 С.2204 - 2219
11. Berezovsky S.V., Klepikov V.F., Korda V.Yu., Shlyakhov N.A. // Int. J. Mod. Phys. B. 1998. V.12. P.433-447
12. Березовский С.В., Клепиков В.Ф., Корда В.Ю. // УФЖ. 1997. Т.42. С.889-893
13. Кацнельсон А.А., Олемской А.И. Микроскопическая теория неоднородных структур. М. МГУ, 1987. 321 с.
14. Олемской А.И., Клепиков В.Ф., Коплык И.В., Крутько О.Б., Хоменко А.В. // Металлофизика и новейшие технологии. 1996. Т.18. С.3-10.
15. Клепиков В.Ф., Березовский С.В. // Cond. Mat. Phys. 1996. V.8. P.69-74
16. R. Folk, G. Moser // Phys. Rev. B. 1993. V.47. P.992-1001

Symmetries in the systems with incommensurate phases.

S.V.Berezovsky, V.F.Klepikov, Yu.V.Sereda, M.A.Lysenko*

Scientific and Technological Center of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine

28 Chernyshevskyi Str., P.O.BOX 8812, UA - 310002 Kharkiv, Ukraine

tel.: (0572) 404720, fax: (0572) 475261, e-mail: ipct@pem.kharkov.ua

*Institute for Single Crystals, National Academy of Sciences of Ukraine, 60 Lenin Ave., 310001 Kharkiv, Ukraine

tel.: (0572) 308339, e-mail: root@isc.kharkov.ua

The symmetrical analysis of the variational equation, which describes the modulated phases of the systems with the scalar order parameter, has been carried out. All of Li groups were received as well as the invariant particular solutions of given nonlinear IV-order differential equation. For arbitrary values of material parameters the equation obey the translation symmetry group, which is also the variational symmetry. The presence of this group allows to reduce the order of equation down to the second. Translationally invariant distributions of order parameter describe the space-homogeneous states of the system. The symmetry of variational equation in the tricritical Lifshitz point expands due to the scale transformation group. Due to this circumstance one can decrease the order of equation down to the first, that allows to find the exact particular space-inhomogeneous distribution of order parameter.

KEY WORDS: Li groups, variational equation, Landau theory, phase transition, invariant solution, order parameter

УДК 538.9

СИММЕТРИИ В КРИТИЧЕСКИХ ТОЧКАХ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПОЛЕВЫХ МОДЕЛЯХ

В. Ф. Клепиков

Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины, Харьков, Украина

310002, г. Харьков, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812

тел.: (0572) 404720, факс: (0572) 475261, e-mail: ipct@pem.kharkov.ua

Поступила в редакцию 20 мая 1999 г.

В рамках обобщенного определения «критической точки», где абсолютный минимум термодинамического потенциала Φ произвольной физической системы превращается в максимум (спонтанное нарушение четности), обсуждаются скрытые симметрии (масштабные, конформные) в критических точках полевых физических систем (в том числе порождаемые вкладом высших вариаций: $\delta\Phi = \delta^2\Phi = \delta(\delta^2\Phi) = \dots = 0$). Рассмотрен вклад скрытых симметрий в особенности критического поведения для полевых моделей. Обсуждается синтез симметричного анализа и теории возмущений для вариационных дифференциальных уравнений, описывающих стационарные распределения полей параметров порядка в критической области.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: симметрии, полевые системы, фазовый переход, вариация, критические точки

Неоднократно отмечалось, что природа особенностей физических величин в критических точках, по видимому, обусловлена некоторыми скрытыми симметриями точных решений, ускользающими в приближениях (таких как ренормгрупповое и др.), и не связанными, вообще говоря, со спонтанно нарушаемой при фазовом переходе инвариантностью.

Так, именно бесконечнопараметрическая конформная симметрия (исключительное свойство двумерного пространства) обеспечивает точную решаемость задач как о термодинамике плоских моделей типа Изинга, так и об их N-точечных корреляторах (при критической температуре $T = T_c$) [1,2].

Как правило, в скейлинговом подходе подобие рассматривается лишь в форме гипотезы о степенном поведении величин в критической области без указания объекта масштабной инвариантности. Роль такого объекта, на наш взгляд, может играть вариационное дифференциальное уравнение (ДУ)

$$\delta\Phi = 0 \quad (1)$$

для полей параметров порядка (ПП), описывающее экстремали термодинамического потенциала Φ . Являясь статическим предельным случаем принципа наименьшего действия, ДУ (1) может обладать дополнительной симметрией по сравнению с потенциалом Φ (например, масштабной или конформной). Такая дополнительная симметрия ДУ (1) хотя и не связана с законами сохранения на экстремалих (требования теорем Нетер для всего пространства в целом, а не только для экстремалей, несомненно, завышены), однако порождает немало дополнительных инвариантных свойств в теории поля (теорема вириала, бесследность тензора энергии-импульса, безмассовость полей и т. д.). Определением d-мерной критической «точки» (линии, области) являются, наряду с (1), такие вариационные условия [3]:

$$\delta^2\Phi = 0 \quad (2)$$

$$\delta(\delta^2\Phi) = 0 \quad (3)$$

В случае мультикритических «точек» условия (1) - (3), естественно, должны быть дополнены уравнениями для вариаций более высокого порядка. Такие условия ((2), (3) и их высшие аналоги) могут существенно расширить набор законов сохранения (квантовых чисел, инвариантных свойств и т. п.) для физических теорий. Поиск приложений для условий типа (2), (3) можно было бы начать с примеров уже известных уравнений (при условии, что данные вариационные уравнения обладают более широкой симметрией, чем породившее их действие Φ). Эти ненетеровские (и, возможно, нелиевские) симметрии могут быть особенно широкими для уравнений типа (3) ввиду его линейности. Линейность ДУ, которая сама по себе есть не что иное, как набор групп симметрий [3], в сочетании с калибровочной и пуанкаре - инвариантностью и конформной симметрией (как это имеет место, например, для уравнений Максвелла) порождает исключительно эффективное описание всех электромагнитных явлений как в классическом, так и в квантовом случае. Можно было бы ожидать поэтому, что существует такая модель лагранжиана L (объединяющего электромагнетизм с другими взаимодействиями), что уравнения

* Так, например, для обыкновенных ДУ N-го порядка условие линейности эквивалентно наличию (N+1) групп симметрии [3].

$$\delta\Phi = \delta \int L d\vec{r} dt = 0 \quad (4)$$

в чисто электромагнитном секторе этой модели соответствуют условиям типа (1) - (3) «критической точки» для L . Такая модель L (если ее удалось бы построить) объясняла бы для электромагнитных полей в вакууме природу их линейности и конформной инвариантности (а также следствия этих симметрий - бесследность тензора энергии-импульса, безмассовость фотона и т. д.).

АНАЛИЗ d-МЕРНОЙ МОДЕЛИ

Конформная симметрия имеет также особое значение для моделей фазовых переходов (ФП) типа Гинзбурга - Ландау - Вильсона (ГЛВ) [2] с произвольной нелинейностью:

$$\Phi = \int [(\vec{\nabla}\varphi)^2 - \lambda\varphi^2 + \frac{\mu}{n}\varphi^{n+1}] d^d\vec{r}, \quad (5)$$

где $\varphi(\vec{r})$ - параметр порядка.

Как известно, условие для критической размерности d_c в таких моделях (при $d > d_c$ справедлива теория Ландау) имеет вид:

$$n = \frac{d_c + 2}{d_c - 2} \quad (6)$$

и совпадает с условием перенормируемости модели (5).

Оба эти свойства модели (5) (наличие критической размерности и перенормируемость), обеспечивающие эффективность ее ренормгруппового описания [4], обусловлены ничем иным, как конформной инвариантностью вариационного ДУ (1) для Φ (5), имеющей место только в критической точке $\lambda = 0$ и только при условиях (6).

Условия (6) обобщаются на случай моделей с произвольным порядком градиентов [5], где условие конформной симметрии в критической точке для ДУ

$$\Delta^m \varphi + \mu \varphi^n = 0 \quad (7)$$

имеет вид

$$n = \frac{d + 2m}{d - 2m} \quad (8)$$

и справедливо также и для произвольных (нецелых) значений n , d и m , что весьма важно в связи с резким снижением эффективности РГ-метода для $m > 1$ (поскольку вакуум должен быть неоднородным).

АНАЛИЗ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ

Подобное симметричное описание особенно эффективно в моделях с одномерными градиентами (произвольного порядка) [7]. Это легко видеть на следующем примере. Рассмотрим ДУ

$$\varphi'' - \lambda\varphi + \varphi^3 = 0 \quad (9)$$

Его общее решение может быть представлено в виде (см. [8]):

$$\varphi(x) = \sqrt{\lambda} \frac{\sqrt{2C^2}}{\sqrt{2C^2 - 1}} cn\left(\frac{x\sqrt{\lambda} + C_1}{\sqrt{2C^2 - 1}}; C\right), \quad (10)$$

где C , C_1 - константы интегрирования. ДУ (9) для простейшей модели типа ГЛВ (5), как видно из (10), имеет полюсы не только в x -плоскости, но и на оси ОС. Переходя в критическую точку ($\lambda \rightarrow 0$), мы восстанавливаем масштабную симметрию ДУ (9). В точке $\lambda = 0$ общее решение ДУ (9) имеет вид:

$$\varphi(x) = \tilde{C} \cdot cn\left(\tilde{C}x + C_1; \frac{1}{\sqrt{2}}\right). \quad (11)$$

(кроме того имеется особое решение $\varphi_0(x) = \frac{\pm i\sqrt{2}}{x + D}$). Решение (11) не может быть получено из решения (10) обычным предельным переходом $\lambda \rightarrow 0$. Восстановление масштабной симметрии ДУ (9) требует комбинированного подхода: $\lambda \rightarrow 0$, $C^2 \rightarrow \frac{1}{2}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ, подобный изложенному выше, может быть проведен для нелинейных ДУ произвольного порядка. Нетривиальное поведение точных решений в окрестности полюсов (и точек ветвления), аналогичное (9), (10), позволяет строить принципиально новые эффективные схемы теории возмущений, основанные на симметричном анализе в окрестности масштабно инвариантных ДУ, соответствующих мультикритическому случаю. Описанию такой теории возмущений будет посвящена отдельная более подробная статья.

ЛИТЕРАТУРА

1. Belavin, A.M. Polyakov and A.B. Zamolodchikov // Nucl. Phys. 1984. V.B241. P.333-380
2. Патапинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. - 2-е изд. -М.: Наука, 1982.
3. Klepikov V.F. // J. de Phys. 1988. C8. P.1805-1808
4. Wilson K. // Phys. Rev. Lett. 1972. V.28. P.548-553
5. Клепиков В.Ф. В сб. Межд. Симпозиум по избр. пробл. стат. механики. Дубна, ОИЯИ. 1985. С.350-364
6. Berezovsky S.V., Klepikov V.F., Korda V.Yu., Shlyakhov N.A. // Int. J. Mod. Phys. 1998. V.B12. P.433-447
7. Berezovsky S.V., Klepikov V.F. // Con. Mat. Phys. 1996. V.8. P.69-74
8. Барьяхтар В.Г., Клепиков В.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1972, Т.15(7). С.411-414

Symmetries in the critical points and phase transitions in the field models

V.F.Klepikov

Scientific and Technological Center of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine

28 Chernyshevskyi Str., P.O.BOX 8812, UA - 310002 Kharkiv, Ukraine

tel.: (0572) 404720, fax: (0572) 475261, e-mail: ipct@pem.kharkov.ua

The hidden symmetries (scale and conformal) in the critical points of the physical field systems, including the ones generated by the high variations, are discussed. The influence of hidden symmetries on the features of critical behavior of the field models is considered.

KEY WORDS: Symmetries, field systems, phase transition, variation, critical points

УДК 539.16.04:577.37

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ РАДИОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ОБЪЕМА МЕМБРАН ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В.В.Товстяк*Харьковский госуниверситет, 310077, Харьков, пл.Свободы, 4. E-mail: tovstiaak@pem.kharkov.ua*

Поступила в редакцию 27 мая 1999г.

Обсуждается возможность применения теории «мишени» для интерпретации экспериментальных данных по воздействию облучения на критические системы биообъектов, не связанные с генной структурой. Полученная аналитическая оценка величины радиочувствительного объема по отношению к изменению электрофоретической подвижности клеток подтверждает важность вклада вторичных электронов, энергетически способных модифицировать структурное состояние и объемное распределение заряда в приповерхностных слоях клеточной мембраны. Анализ величины радиочувствительного объема клеточной мембраны по наблюдаемому снижению подвижности указывает на то, что непосредственно действующим фактором влияния электронного облучения на мембраны являются продукты радиолитиза воды.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: облучение, теория мишени, принцип попадания, поглощенная доза, вторичные электроны, инактивация, биообъект, клеточная мембрана.

Как известно, в основу всех радиобиологических моделей повреждения биологических объектов при облучении заложены фундаментальные принципы попадания и мишени [1-4]. Первый из них отражает квантово-механический принцип статистической независимости в пространстве и времени передачи дискретных порций энергии отдельной заряженной частицы веществу, вследствие чего в очень малых объемах реально выделенная удельная энергия может во много раз отличаться от средней поглощенной энергии в макрообъеме.

Принцип мишени отражает различную значимость внутренних структур для функционирования биологического объекта и является выражением общей идеи крайней неоднородности любого облучаемого биологического объекта (организм, орган, ткань, клетка, органелла и т.д.). С другой стороны, принцип мишени отражает различную значимость микрообъемов и соответствующих им микроструктур с точки зрения важности для экспериментально наблюдаемого биологического свойства объекта. Необходимо подчеркнуть, что до недавнего времени (см., например, [5]) в радиобиологических исследованиях преобладала точка зрения, согласно которой теория «мишени» и принцип «попадания», появившиеся в результате разработки теории радиационного поражения генов [3], являются ее неотъемлемой частью и не могут быть непосредственно применены для описания радиационного поражения других биологических объектов. В частности, первичные поражения, в большей или меньшей степени определяющие лучевую патологию клеток и организма, могут возникать в биомембранах. В этой связи в [5] отмечается, что в радиационной мембранологии теории, аналогичной теории «мишени», нет и ее предстоит разработать на основе классической радиобиологии.

В то же время в [6] справедливо указывалось на тот факт, что теория «мишени» по своей сути является статистической и, как таковая, не раскрывает конкретную структуру и функции объекта, равно как и непосредственно действующие механизмы изменения наблюдаемого биологического свойства. Иными словами, при корректном определении основных понятий применение теории «мишени» для обработки результатов экспериментов по изменению свойств, например, биологических мембран под действием излучения так же оправдано, как и при описании поражений генома. В настоящей работе представлены результаты применения теории «мишени» для определения величины чувствительного объема клеточных мембран по измеренной после облучения электрофоретической подвижности клеток.

МОДЕЛЬ

В общем случае изложенные выше основные принципы теории мишени [6] могут быть сформулированы следующим образом: 1) биологический объект содержит m чувствительных областей (мишеней), поражение k из которых инактивирует его с точки зрения выбранного для наблюдения биологического свойства; 2) каждая мишень инактивируется после n элементарных событий абсорбции энергии; 3) события, произошедшие в объекте облучения, но вне мишени, не изменяют свойств мишени и, соответственно,

выбранного для наблюдения биологического свойства. Следует отметить, что введенная таким образом мишень не является, вообще говоря, собственно чувствительной структурой объекта, а по смыслу представляет собой некоторый эффективный объем [7], поглощенная энергия из которого может достигнуть той чувствительной структуры, которой она соответствует, и вызвать первичное изменение последней. Поэтому мишень может быть как больше, так и меньше реальной области действия, а ее размеры определяются рядом факторов – конкретным механизмом взаимодействия, качеством излучения, состоянием объекта и т.д. Кроме того, явным образом предполагается, что наблюдаемым и, соответственно, значимым может быть любое биологическое свойство, выбранное для наблюдения.

Из этих предположений вычисляется вероятность выживаемости биологического объекта [3,6] по выбранному для наблюдения биологическому свойству, которая имеет вид

$$S = \sum_{l=0}^{k-1} \frac{m!}{(m-l)!l!} S_1^{m-l} (1-S_1)^l, \quad (1)$$

где величина

$$S_1 = \exp(-Vn_0) \sum_{r=0}^{n-1} \frac{(Vn_0)^r}{r!} \quad (2)$$

представляет собой вероятность того, что одна мишень не инактивируется, Vn_0 – среднее число событий в мишени, V – объем мишени, n_0 – число событий на единицу объема.

Несмотря на ярко выраженный дискретный характер теории мишени, она представляется достаточно развитой для описания радиобиологических эффектов в малых объектах. Для реальных мишеней более правдоподобно предположение о том, что поражение мишеней происходит, например, при различных значениях n , но с разной вероятностью. Тем не менее, применение теории мишени дало плодотворные результаты при описании эффектов поражения генома в таких микроскопических биологических объектах, как ферменты, гены, вирусы, фаги и т.д. Исходя из экспериментальных данных, согласно которым вероятность инактивации этих объектов в зависимости от дозы описывается экспонентой, было предположено [3], что для инактивации этих объектов достаточно одного события попадания, и показана сопоставимость чувствительного объема в фаге и его реального объема.

Для применения результатов теории мишени к описанию наблюдаемого уменьшения электрофоретической подвижности клеток [8] необходимо связать эту величину с вероятностью инактивации и в большей степени конкретизировать само понятие мишени. Как известно [9], электрофоретическая подвижность связана с электрокинетическим потенциалом клетки, который, в свою очередь, определяется поверхностным потенциалом. Следуя [10,11] и учитывая аддитивность поверхностной плотности заряда, будем полагать, что остаточная подвижность клеток после облучения обусловлена большей частью поверхностного заряда σ , а переменная составляющая связана в основном с изменением объемного заряда приповерхностного слоя мембраны и определяемой им величиной σ_f . Тогда связь между электрофоретической подвижностью U и величиной вероятности (1) может быть представлена в виде

$$U = A + BS, \quad (3)$$

где A и B – некоторые постоянные величины. Фигурирующая в выражения (3) величина $(U - A)B^{-1}$ может быть теперь интерпретирована непосредственно в терминах теории мишени (1)-(2).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как видно из Рис.1, величина электрофоретической подвижности выходит на плато при дозах облучения порядка 1000Гр, поэтому величину A можно принять равной $1,99 \text{ мкм} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{см}$. Понятно, что "выживаемость" S до облучения равна единице, отсюда величина B равна $0,44 \text{ мкм} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{см}$.

Полагая, что при описании электрофоретической подвижности чувствительный объем мишени связан прежде всего с характеристиками примембранного слоя и белок-липидного матрикса мембран, представим среднее число событий в мишени в виде

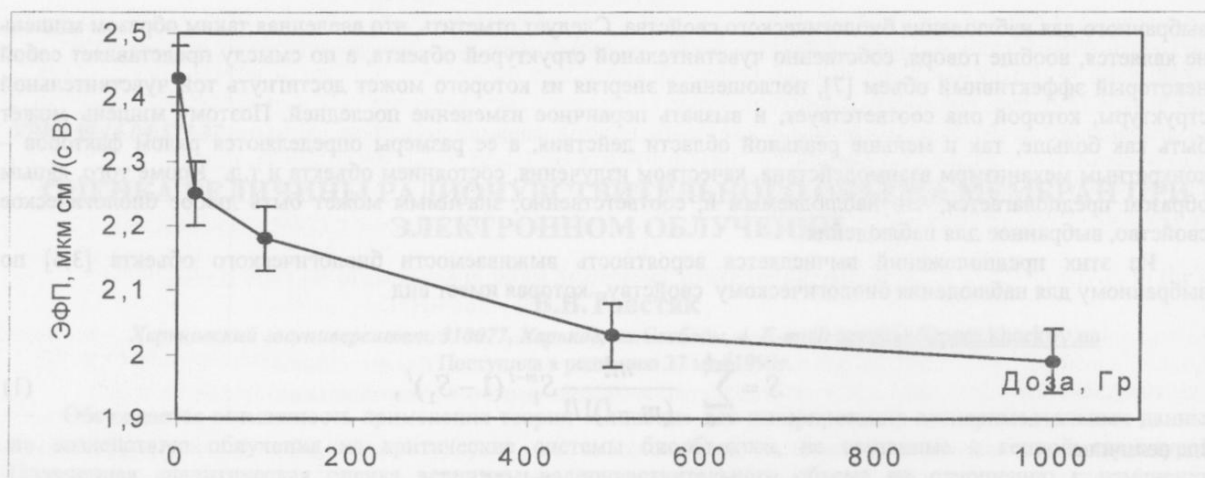


Рис. 3.1. Зависимость электрофоретической подвижности эритроцитов от дозы облучения [8]

$$Vn_0 = 10^2 V \rho D / F = \alpha D, \quad (4)$$

где D - доза облучения, Гр; ρ - относительная плотность вещества объекта. Фактор перекрывания F учитывает уменьшение эффективности излучений с большими передачами энергии из-за избытка числа первичных ионизаций и описывается выражением [3]

$$F^{-1} = \frac{1 - \exp(-\beta L \bar{l} \rho)}{\beta L \bar{l} \rho}, \quad (5)$$

где постоянная $\beta = 16 \text{ кэВ}^{-1}$, L - линейная передача энергии электронов пучка на единице длины, приблизительно равная $0,19 \text{ кэВ} \cdot \text{мкм}^{-1}$, $\bar{l}$ - средняя длина пробега частицы в объеме.

Так как линейные размеры клетки $\sim 5 \text{ мкм}$ на несколько порядков превосходят толщину мембраны, которая вместе с толщиной примембранных слоев гликокаликса не превышает величин $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$, то с хорошей степенью точности среднюю длину пробега можно представить в виде разности

$$\bar{l} = \frac{4}{3}(R - r) = \frac{4}{3} \Delta_{\text{eff}} \quad (6)$$

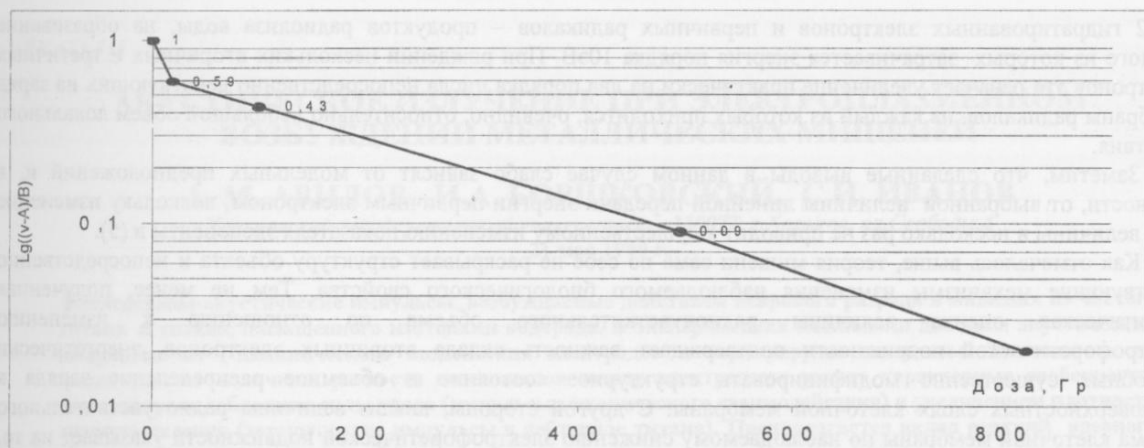
средней длины пробега через клетку с учетом и без учета эффективной толщины мембранной структуры Δ_{eff} .

Непосредственная оценка показателя экспоненты в (5) показывает, что величина $F \approx 1$, поэтому

$$\alpha = 10^2 V D \rho, \quad (7)$$

При рассмотрении изменения электрофоретической подвижности под действием электронного излучения нет оснований для априорных утверждений о единственности мишени, обеспечивающей снижение подвижности клетки. Полагая для простоты, что инактивация каждой из мишеней в мембранной структуре происходит при попадании одного первичного электрона, из (1), (2) и (7) находим окончательное выражение, позволяющее произвести оценку неизвестных параметров V и m по любым двум из трех точек 1, 2 и 3 кривой выживаемости на Рис.2:

$$\frac{U - A}{B} = 1 - \{1 - \exp(-10^2 V D \rho)\}^m. \quad (8)$$

Рис. 2. Зависимость параметра "выживаемости" S от дозы облучения.

В частности, решение получающейся из (8) системы уравнений относительно V и m для точек 1 и 3 дает $V = 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ мкм}^3$ и $m = 1,03 \sim 1$, а для точек 2 и 3 $V = 5,2 \cdot 10^{-5} \text{ мкм}^3$ и $m = 0,95 \sim 1$. Равенство единице параметра m указывает на экспоненциальный характер зависимости, поэтому на рис. 2, где в логарифмическом масштабе представлена зависимость величины $(U-A)B^{-1}$ от дозы облучения, соответствующая функция линейна везде за исключением области относительно небольших доз облучения. Такая вогнутость кривой выживаемости свидетельствует, как правило [6], о неоднородной по чувствительности популяции клеток либо о некоторой репарации сублетальных повреждений.

Прежде всего отметим, что получающаяся оценка линейного размера чувствительной области мишени $l = V^{1/3} \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$ хорошо согласуется, например, с характерной толщиной гликопротеинового слоя Δ_{eff} и удовлетворяет сделанным при выводе выражения (7) предположениям относительно средней длины пробега электрона в объеме. Следовательно, если характерную толщину примембранного гликопротеинового слоя $\sim 10^{-2} \text{ мкм}$ (или имеющую такой же порядок величины толщину мембраны) принять за толщину чувствительного объема мишени, то получающаяся величина характерной площади чувствительного объема $\sim 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}^2$ и оценка соответствующего ей линейного размера $\sim 7,5 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$ оказываются достаточно большими и свидетельствуют прежде всего о важности вклада вторичных δ -электронов, и, в том числе, гидратированных электронов, возникающих при радиоллизе воды.

Как известно, структуру трека первичной частицы можно представить в виде сердцевинки с характерным размером порядка 1 нм, в которой происходит ионизация и возбуждение атомов и молекул при действии первичной заряженной частицы, и δ -электронного облака. Согласно оценкам, приведенным в [12], при энергии первичных электронов $E = 5 \text{ МэВ}$ средняя энергия возникающего вторичного δ -электрона порядка $\overline{E}_{\delta} \sim 0,6 \text{ кэВ}$. При средней линейной передаче энергии первичным электроном на одном микрометре порядка $0,2 \text{ кэВ}$ это означает, что вероятность возникновения вторичного электрона в чувствительном объеме мишени достаточно мала. Это обстоятельство может служить объяснением полученного результата, согласно которого число поражаемых мишеней равно единице и практически только одно, но удовлетворяющее описанным выше требованиям, событие попадания в нее обеспечивает эффект снижения электрофоретической подвижности в случае возникновения одного или нескольких вторичных δ -электронов. В этой связи отметим, что общее выражение (1) предсказывает одинаковую функциональную зависимость от дозы при числе мишеней $m = 1$ и $m \neq 1$, если для инактивации при $m \neq 1$ необходимо поражение только одной из m мишеней.

В работе [12] отмечалось также, что при средней энергии $0,6 \text{ кэВ}$ лишь относительно небольшая часть вторичных электронов обладает большой энергией, необходимой для ионизации атомов и молекул вещества и возникновения низкоэнергетичных третичных и т.д. электронов с энергией порядка 100 эВ . В то же время полученная оценка величины радиочувствительного объема достаточно велика и в случае гипотезы о непосредственном действии вторичных, третичных и т.д. электронов приводит к неприемлемо большим объемам локального действия. Поэтому представляется вполне обоснованным предположение о том [5], что первичным фактором механизма воздействия электронного пучков на мембраны клеток является образование продуктов радиолиза воды, а также гидратированных электронов и ионов. Согласно приведенным оценкам продукты радиолиза воды локализованы вдоль трека электрона в небольших объемах-шпорах, находящихся на расстоянии порядка 500 нм друг от друга. В такого рода шпорах с диаметром порядка 4 нм образуется порядка

10-12 гидратированных электронов и первичных радикалов – продуктов радиолиза воды, на образование каждого из которых затрачивается энергия порядка 10эВ. При рождении нескольких вторичных и третичных электронов это означает увеличение практически на два порядка числа непосредственно действующих на заряд мембраны радикалов, на каждый из которых приходится, очевидно, относительно небольшой объем локального действия.

Заметим, что сделанные выводы в данном случае слабо зависят от модельных предположений и, в частности, от выбранной величины линейной передачи энергии первичным электроном, поскольку изменение этой величины в несколько раз не приводит к существенному изменению показателя экспоненты в (5).

Как отмечалось выше, теория мишени сама по себе не раскрывает структуру объекта и непосредственно действующие механизмы изменения наблюдаемого биологического свойства. Тем не менее, полученная аналитическая оценка величины радиочувствительного объема по отношению к изменению электрофоретической подвижности подтверждает важность вклада вторичных электронов, энергетически способных существенно модифицировать структурное состояние и объемное распределение заряда в приповерхностных слоях клеточной мембраны. С другой стороны, анализ величины радиочувствительного объема клеточной мембраны по наблюдаемому снижению электрофоретической подвижности указывает на то, что непосредственно действующим фактором влияния электронного облучения на мембраны являются, по видимому, продукты радиолиза воды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов В.И., Лысов В.Н. // Основы микродозиметрии. М. Атомиздат, 1979.
2. Капulyцевич Ю.Г. // Количественные закономерности лучевого поражения клеток. М. Атомиздат, 1978.
3. Ли Д.Е. // Действие радиации на живые клетки. М. Атомиздат, 1963.
4. Kellerer A.M., Rossi H.H. The theory of dual radiation action// Radiat. Res. 1978. Vol.75, N3. P.471-488.
5. Поливода Б.И., Конев А.В., Попов Г.А. // Биофизические аспекты радиационного поражения биомембран. М. Энергоатомиздат, 1990. 155с.
6. Обатуров Г.М. // Биофизические модели радио-биологических эффектов. М.: Энергоатомиздат, 1987. 152с.
7. Timofeeff-Ressovsky N.V. On hit and target principles in radiobiology// Studia biophysica. 1969. Vol.15/16. P.39-46.
8. Крупин В.Д., Курилко С.А., Ткаченко В.Н., Горбенко Г.П., Товстяк В.В. Влияние радиации на электрофоретическую подвижность эритроцитов. // Укр. биохим. журн. 1993. Т.65, N5. С.105-108.
9. Мирошников А.И., Фомченко В.М., Иванов А.Ю. // Электрофизический анализ и разделение клеток. М. Наука, 1986. 184 с.
10. Ebeling U., Feudel U. Electric potential and charge distribution in the cell surface coat// Stud.biophys.1982.Vol.89,N3. P.179-185.
11. Pastushenko V., Donath E. Potential distribution near the cell coated with a charged glycoprotein layer// Stud. biophys. 1976. V.56.P.9-10.
12. Товстяк В.В., Калиниченко А.И. Локальный радиационно-акустический эффект как фактор биологического действия ионизирующего излучения. // Вісник Харківського Університету, N438, серія фізична "Ядра, частини, поля". 1999. Вип.1/5/. С.7-17.

V.V. Tovstiyak

Kharkov State University, 4 Svobody Sq., Kharkov 310077, Ukraine. E-mail: tovstiyak@pem.kharkov.ua

The possibility of application of the "target" theory for the interpretation of experimental data on effect of an exposure on bioobjects critical systems which were not connected with genom is discussed. The obtained analytical evaluation of magnitude of radiosensing volume in relation to a modification of cells electrophoretic mobility confirms the importance of the contribution of secondary electrons which are energetically capable to modify a structural state and volumetric distribution of a charge in nearsurface stratum of a cell membrane. The analysis of radiosensing volume of a cell membrane magnitude on mobility decreasing observed specifies that immediately acting factor of electronic exposure influence on membranes are the products of water radiolysis.

KEY WORDS: an exposure, theory of target, principle of hit, deposited dose, secondary electrons, inactivation, bioobjects, cell membrane.

УДК 621.315

АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ

А. М. АВИЛОВ, И.А. БОРШКОВСКИЙ, С.И. ИВАНОВ

Харьковский государственный университет, 310077, г.Харьков, пл.Свободы,4
21 мая 1999 г.

Исследованы акустические импульсы, возбуждаемые действием искрового разряда в мишенях из чистого титана и титана, насыщенного изотопами водорода. В экспериментах наблюдали два типа акустических импульсов: от механического воздействия электродов и термоупругие импульсы. Зависимость их амплитуды от величины разности потенциалов между электродами имеют характерные особенности, связанные с ослаблением силы удара (импульсы механического взаимодействия) и увеличением плотности энерговыделения (термоупругие импульсы в дейтериде титана). Предполагается вклад реакций ядерного синтеза в энерговыделение в дейтерированных мишенях.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: акустическое излучение, пьезодетектор, металлические мишени, искровой разряд, электроплазменное возбуждение.

Исследования взаимодействия искрового разряда с твердыми мишенями показали ряд характерных особенностей в газодесорбции [1] и фотонном излучении [2], происходящих в области взаимодействия искры с мишенями, насыщенными дейтерием. Природа этих эффектов еще полностью не выяснена, несмотря на ряд работ, посвященных этой проблеме [3,4].

Дополнительную информацию о процессах электроплазменного возбуждения можно получить радиационно-акустическим методом, который фактически является калориметрическим методом быстро протекающих процессов. Для этого в установке электроплазменного возбуждения [3] был создан акустический канал съема информации, позволяющий измерять амплитуду ультразвуковых импульсов, возбуждаемых искровым разрядом в мишенях. Проведенные исследования также выявили особенности в генерируемых ультразвуковых сигналах, подобные полученным другими методами [1,2,4].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Наблюдения акустических импульсов, возникающих при электроплазменном облучении металлических мишеней, проводилось на вакуумной установке, детально описанной в [3]. Съем ультразвукового сигнала осуществлялся с закрепленной на разрядном электроде мишени через латунную линию задержки, выводящую ультразвуковой сигнал из вакуумной камеры установки в атмосферу. Нагрузкой противоположного мишени торца ультразвуковой линии задержки служил пьезодетектор на основе керамики ЦТС-19. Тыльная сторона детектора для расширения рабочей полосы частот, путем создания режима бегущей волны, акустически контактировала со специально сконструированным протектором, представляющим собой конический улавливатель ультразвуковых волн с окружающим его акустически согласованным компаунд-поглотителем. Электрический сигнал с детектора через предварительный усилитель подавался на осциллограф типа С1-75. Запуск развертки осциллографа осуществлялся токовым импульсом разряда, а время задержки акустического импульса, возбуждаемого электроплазменным воздействием на мишень и определяемое длиной линии задержки, составляло $1,8 \cdot 10^{-6}$ с.

В экспериментах использовались мишени трех типов: поликристаллический титан марки ВТ-1, титан, насыщенный протием, и титан, насыщенный дейтерием, Маятниковый шарообразный электрод, переносящий электрический заряд в поле между стационарными электродами и создающий электрический разряд на мишень, был также выполнен из титана и имел радиус $r=5 \cdot 10^{-3}$ м. Начальный зазор h_0 между маятниковым электродом и мишенью можно было изменять в пределах $(2-4) \cdot 10^{-3}$ м. Предварительное насыщение мишеней проводилось в автоклаве при давлении газа $1 \cdot 10^6$ Па и температуре 550° С, а контроль за содержанием изотопов водорода осуществлялся как прецизионным взвешиванием мишеней до и после насыщения, так и на установке рентгеноструктурного анализа ДРОН. Рентгеноструктурный анализ проводился в $\text{Cu-K}\alpha$ - излучении путем регистрации дифрактограмм, их записи, определения положения и интенсивности рефлексов и расчета значений межплоскостных расстояний. Эти измерения показали, что заполнение мишеней составляет: $\text{TiH}_{0,2} - 0,4$ (преимущественно $\text{TiH}_{0,2}$) и $\text{TiD}_{0,2-0,5}$ (преимущественно $\text{TiD}_{0,3}$).

Во время экспериментов давление в вакуумной камере поддерживалось титановым магниторазрядным насосом типа НОРД - 250 на уровне $1,3 \cdot 10^{-3}$ Па. При таком давлении максимальная предпробойная разность потенциалов, измеряемая между стационарными электродами, составляла $2,8 \cdot 10^4$ В, выше которой измерения не проводились.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Временное развитие процесса электроплазменного возбуждения мишени представлено на рис.1. Здесь выделены эпюры трех основных наблюдаемых в экспериментах импульсов. При этом времена t_0 , t_1 и t_m характеризуют соответственно начала импульсов: токового, акустического от электроплазменного возбуждения мишени и акустического от механического взаимодействия маятникового электрода с мишенью (удар). Амплитуда токового импульса зависит от разности потенциалов U между стационарными электродами и характеризуется величиной переносимого маятниковым электродом

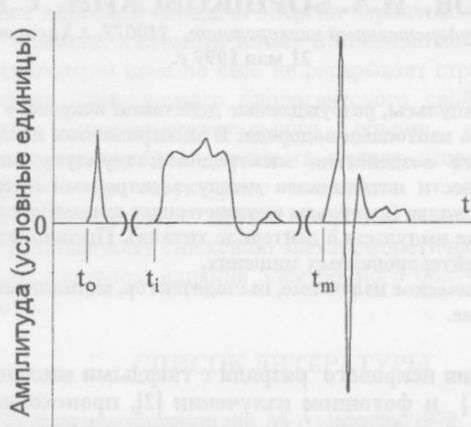


Рис.1 Эпюры наблюдаемых в эксперименте электрических импульсов

t_0 - начало токового импульса разряда длительностью $t_{i0} \sim 1 \cdot 10^{-9}$ с.; t_1 - начало акустического импульса от электроплазменного возбуждения, длительность $t_{i1} \approx (4-8) \cdot 10^{-6}$ с; t_m - время задержки акустического импульса от механического взаимодействия электродов, длительность $t_{im} \approx (50-200) \cdot 10^{-6}$ с.

электрического заряда. Амплитуда акустического импульса A от электроплазменного возбуждения определяется по правилам термоупругости: $A \sim \sigma_T = \Gamma \varepsilon(V)$, где: σ_T - термоупругое напряжение, Γ - параметр Грюнайзена материала мишени и $\varepsilon(V)$ - плотность поглощенной в ней энергии искрового разряда. Амплитуда ультразвука от механического взаимодействия электродов зависит от силы удара F_m маятникового электрода по разрядному, которую можно определить по закону изменения импульса P

$$F_m = 4P_{\max} t_{im}^{-1} = 1,18 \cdot 10^{-3} h (t_{im} \cdot t_m)^{-1} \quad (1)$$

Приравняв F_m к величине силового поля между электродами перед искровым пробоем:

$$F_e = q^2 (16\pi \varepsilon_0 h^2)^{-1} = 8,8 \cdot 10^{-10} h^{-2}, \quad (2)$$

считая $t_{im} = 5,5 \cdot 10^{-5}$ с и $t_m = 1,7 \cdot 10^{-4}$ с, при $U = 2 \cdot 10^4$ В получаем длину разрядного промежутка $h = 1,92 \cdot 10^{-5}$ м. Здесь $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ а.с(В.м) $^{-1}$, q - электрический заряд, переносимый маятниковым электродом. Анализ выражений (1) и (2) показывает, что $h \sim U$. Это также подтверждается экспериментальными измерениями (рис.2, кривая 2) с учетом средней скорости колебания маятникового электрода и величины t_m . То есть разрядный промежуток линейно увеличивается.

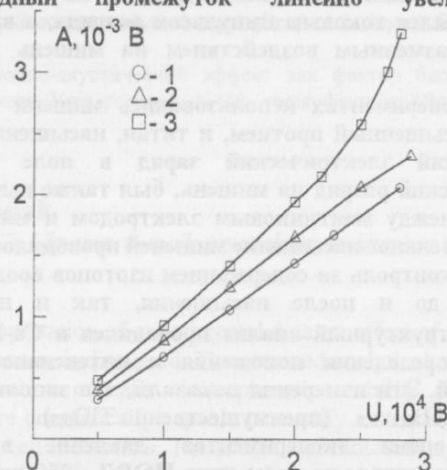
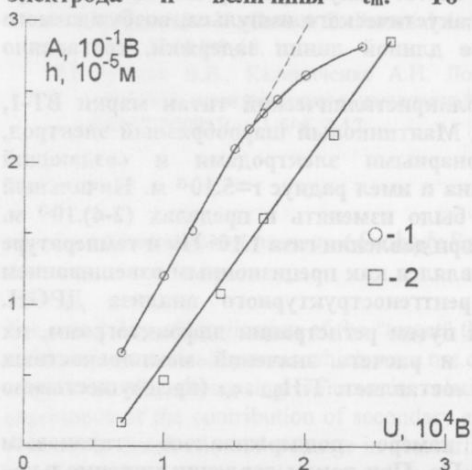


Рис.2 Влияние начальной разности потенциалов U между стационарными электродами на амплитуду ударного импульса A (кривая 1) и на величину разрядного промежутка h (кривая 2).

Рис.3 Зависимость амплитуды электрического сигнала с пьезодетектора при электронискровом возбуждении ультразвука в различных мишенях от U , 1 - Ti, 2 - $TiH_{0.2}$, 3 - $TiD_{0.3}$.

Приведенная же на этом рисунке зависимость амплитуды электрического сигнала с пьезодетектора, пропорциональной акустическому давлению от механического взаимодействия электродов, кривая 1, показывает существенное изменение линейного хода при $U > 1,5 \cdot 10^4$ В. Такое поведение амплитуды акустического сигнала от ударного импульса, вероятно, связано с более резким торможением движущегося электрода кумулятивным действием разряда, а также с более длительным воздействием возвращающей силы при потере электрического заряда, накопленного на маятниковом электроде. Ударный акустический импульс в линейной области зависимости $A(U)$ представляет также практический интерес, как калибратор пьезодетектора, позволяя проводить измерения механических напряжений в мишени в абсолютных единицах.

Потери энергии искрового разряда создают в поверхностном слое мишени поле поглощенной энергии, благодаря чему эта область генерирует волны термоупругих механических напряжений, которые регистрируются пьезодетектором. Измерения амплитуды электрического сигнала A с пьезодетектора для различных величин электрической энергии искрового разряда представлены на рис. 3 в виде зависимостей $A(U)$ для трех типов мишеней. Их характерное поведение позволяет установить следующую закономерность. При электроплазменном возбуждении мишеней из чистого титана наблюдается линейный ход $A(U)$ во всем диапазоне измерений. Для мишени, насыщенной водородом, линейный ход сохраняется, но при больших значениях амплитуды, что объясняется радиационностимулированным процессом, связанным с десорбцией водорода [4]. Незначительный уход от линейности при $U > 2,6 \cdot 10^4$ В определяется выработкой зоны возбуждения, т.е. уменьшением в этой области количества связанного водорода, что с течением времени при малых значениях коэффициента диффузии, асимптотически приближает значения A к кривой 1. Для дейтерированных мишеней наблюдается аномальное поведение $A(U)$, которое может быть связано с дополнительным энерговыделением в области взаимодействия, либо с уменьшением объема этой области, или с вкладом в ультразвуковое давление источников не тепловой природы [5]. С нашей точки зрения наиболее вероятным является процесс дополнительного энерговыделения от реакций ядерного синтеза, протекающих в дейтерированной мишени. Дальнейшие исследования в этом направлении позволяют уточнить физическую картину наблюдаемого явления.

ВЫВОДЫ

1. При электроплазменном возбуждении металлических мишеней в установке с подвижным электродом наблюдается два вида акустических импульсов: от механического взаимодействия электродов и от термоупругих сил, возникающих в мишени.
2. Акустический импульс от механического взаимодействия электродов позволяет в линейной области изменения его амплитуды от межэлектродной разности потенциалов осуществлять калибровку чувствительности пьезодетектора непосредственно в процессе измерений.
3. В дейтерированных мишенях при определенных условиях эксперимента происходит аномальное изменение генерируемого акустического сигнала, вероятно, связанное с изменением плотности энерговыделения в зоне облучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.М.Авилов, И.А.Боршковский и др. УФЖ, т.34, № 6, 1989, С. 892 - 894.
2. И.А.Боршковский, С.И.Иванов. ВАНТ, Сер. Вакуум, Вып. 6(7),7(8), 1998, С. 157 - 159.
3. А.М.Авилов, И.А.Боршковский. Сб. "Проблемы ядерной физики и космических лучей", Вып. 35, 1991, С. 80 - 83.
4. С.И.Иванов. ВАНТ, Сер. Физика радиационных повреждений, Вып. 1(58),2(59). 1992, С. 33 - 34.
5. В.Д.Воловик, С.И.Иванов. ФММ, т. 43, Вып. 5, 1977, С. 943 - 950.

THE ACOUSTIC RADIATION EXCITED BY ELECTROPLASMA ACTION ON THE METALL TARGETS

A.M. Avilov, I.A. Borshkovsky, S.I. Ivanov
Kharkov State University, 310077, Kharkov, Svobody sq., 4

The excitation of acoustic impulses in hydrogenation titanium samples by electroplasma action was investigated. It was ascertained that there are anomalies in behaviour of theirs amplitude in definite electrical fields.

It, probably, binds with nuclear fusion was initiated in deuterogenic samples.

KEY WORDS: Acoustic radiation, piezoelectric detector, metall targets, spark dischargt, electroplasma excitation.

УДК 537.81:51.001.57

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ СТАТИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ СВОБОДНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КАТУШКИ В СИСТЕМЕ ТРЕХ ЖЕСТКО СВЯЗАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАТУШЕК

В.П.Демуцкий*, С.С.Зуб**, В.М.Рашкован**

*Харьковский государственный университет,
310108, Украина, г.Харьков, ул.Курчатова 31,**Государственный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»,

310070, Украина, г.Харьков, ул.Чкалова 17,

Поступила в редакцию 24 мая 1999 г.

Проведен анализ устойчивости равновесия в магнитной системе состоящей из четырех сверхпроводящих колец. Магнитная система рассматривается как в дипольном приближении, так и для случая идеальных линейных контуров. При моделировании использовался модифицированный вариант лагранжевого формализма. Строго аналитически доказано, что такая конфигурация магнитных тел недостаточна для реализации МПЯ. Проведенный анализ представляет интерес для определения минимального набора магнитных связей, обеспечивающих возможность существования МПЯ.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: устойчивость, лагранжев формализм, математическая модель, МПЯ

Эффект МПЯ, который проявляется в существовании минимума потенциальной энергии как функции расстояния между элементами, впервые был открыт Козорезом при исследовании взаимодействия двух сверхпроводящих контуров [1, с.37-40]. Им же было показано, что в системе двух сверхпроводящих контуров существуют два пространственных смещения, вдоль которых не возникает возвращающая сила [1, с.49]. Стало ясно, что достижение устойчивости по пространственным переменным невозможно в системе двух сверхпроводящих витков.

МОДЕЛЬ

В качестве модели пространственной магнитной потенциальной ямы Козорез предложил замечательную конфигурацию [2, с.49-51] рис.1, которая была описана нами в [2].

В случае соосного расположения 3-го (базового) и 4-го (свободного) колец поведение данной системы абсолютно эквивалентно поведению двухкольцевой системы, подробно рассмотренной в работе [2]. В частности, наблюдается одномерный минимум потенциальной энергии вдоль оси z , обусловленный обращением в нуль тока в базовом кольце. Кольца 1 и 2 (стабилизаторы) обеспечивают возвращающую силу, направленную к оси z при поперечных смещениях свободного кольца.

Система координат согласована с геометрией системы, а именно ось z проходит через центр базового кольца перпендикулярно к его плоскости; оси x и y - перпендикулярно плоскостям 1-го и 2-го стабилизаторов соответственно. Ориентация свободного кольца в данной системе координат определяется сферическими координатами θ, φ вектора нормали к его плоскости.

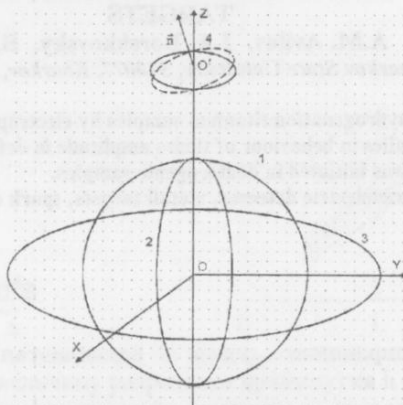


Рис.1 Четырехкольцевая магнитная конфигурация Козореза.

Рис.1 Четырехкольцевая магнитная конфигурация Козореза.

Потенциальная энергия этой системы

$$V = \frac{1}{2\Delta} \left((L_1 L_2 L_4 - L_2 L_4^2 - L_1 L_{24}^2) \Psi_3^2 - 2L_1 L_2 L_3 \Psi_3 \Psi_4 + L_1 L_2 L_3 \Psi_4^2 \right), \quad (1)$$

где $\Delta = L_1 L_2 L_3 L_4 - L_2 L_3 L_{14}^2 - L_1 L_3 L_{24}^2 - L_1 L_2 L_{34}^2$,

рассматриваемая как функция трех независимых переменных $M_S = L_{4S}$ ($S=1,2,3$ - индексы колец), как показал Козорез, имеет строгий минимум при условиях:

$$M_3 = L_4 \Psi_3 \Psi_4^{-1}, \quad M_1 = M_2 = 0. \quad (2)$$

Подробное исследование потенциальной энергии как функции M_S будет дано ниже. В работе [1] считается, что по пространственным переменным (x, y, z) также достигается строгий минимум потенциальной энергии, если якобиан функций M_S по переменным x, y, z имеет вид диагональной матрицы с отличными от нуля диагональными элементами в некоторой точке, удовлетворяющей условиям (2). По всей видимости предполагается, что в этом случае любое пространственное перемещение подвижного тела приводит к изменению хотя бы одной из индуктивностей M_1, M_2, M_3 , что в свою очередь безусловно приводит к положительному изменению потенциальной энергии.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Существует простой, допускающий полное аналитическое исследование, пример функций M_S , удовлетворяющий всем требованиям теоремы [1, с.50]. Предположим, что подвижное тело находится от неподвижного на расстоянии, значительно превышающем их размеры (этого всегда можно добиться выбором отношения потоков в условии (2)), тогда взаимные индуктивности M_S можно описать в дипольном приближении, и связи (2) имеют вид:

$$(z^2 + y^2 - 2x^2)n_1 - 3x(n_3 z + n_2 y) = 0; \quad (3)$$

$$(z^2 + x^2 - 2y^2)n_2 - 3y(n_3 z + n_1 x) = 0; \quad (4)$$

$$(2z^2 - (x^2 + y^2))n_3 + 3z(n_1 x + n_2 y) - \frac{2((x^2 + y^2) + z^2)^{5/2}}{R_0^3} = 0, \quad (5)$$

где x, y, z - декартовы компоненты подвижного витка;

n_1, n_2, n_3 - декартовы компоненты нормали к плоскости витка ($n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 1$, поэтому независимыми компонентами нормали являются n_1, n_2);

R_0 - расстояние от системы трех взаимно перпендикулярных витков, образующих неподвижное тело до подвижного витка в точке предполагаемого равновесия.

Точка $x=0, y=0, z=R_0$ и $n_1=0, n_2=0$ удовлетворяет связям (3-5). В этой точке якобиан функций M_1, M_2, M_3 по переменным x, y, z, n_1, n_2 имеет вид:

$$\begin{vmatrix} -3R_0 & 0 & 0 & R_0^2 \\ 0 & -3R_0 & 0 & 0 & R_0^2 \\ 0 & 0 & -6R_0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (6)$$

что согласуется с требованиями теоремы [1, с.50].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Минор этой матрицы по переменным z, n_1, n_2 имеет детерминант, отличный от нуля. По теореме о неявной функции [3, с.453-455] это означает, что переменные z, n_1, n_2 локально могут быть выражены через переменные x и y , которые, следовательно, можно рассматривать как параметры двумерной поверхности, удовлетворяющей условиям (2).

Из уравнений (3-4) следует соотношение:

$$n_1 y = n_2 x, \quad (7)$$

и компоненты нормали могут быть выражены как функции пространственных переменных из этих же уравнений:

$$n_1 = \frac{3 \cdot zx}{\left[(z^2 + \rho^2) \cdot (z^2 + 4\rho^2) \right]^{1/2}}, \quad (8)$$

$$n_2 = \frac{3 \cdot zy}{\left[(z^2 + \rho^2) \cdot (z^2 + 4\rho^2) \right]^{1/2}}, \quad (9)$$

$$n_3 = \frac{z^2 - 2\rho^2}{\left[(z^2 + \rho^2) \cdot (z^2 + 4\rho^2) \right]^{1/2}}, \quad (10)$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$.

Отсюда следует, что вектор нормали находится в плоскости, проходящей через ось z и центр витка. Подставляя (8-10) в (5), находим уравнение, определяющее z как функцию x, y :

$$(z^2 + \rho^2) \cdot (z^2 + 4\rho^2)^{1/2} = R_0^3. \quad (11)$$

Эти формулы определяют искомую эквипотенциальную поверхность в пространстве обобщенных координат витка.

Так как z и n_3 являются функциями только переменной ρ , а также известно, что вектор $\vec{n}$ лежит в одной плоскости с осью z , то рассматриваемая поверхность обладает осевой симметрией и допускает более простое описание, которое дается ниже.

Во-первых, введем безразмерные переменные:

$$\zeta = z/R_0; \quad \eta = \sqrt{x^2 + y^2}/R_0. \quad (12)$$

Во-вторых, рассмотрим полученные выше соотношения в безразмерных переменных в плоскости XZ :

$$(\zeta^2 + \eta^2)^2 (\zeta^2 + 4\eta^2) = 1; \quad (13)$$

$$n_1 = 3 \cdot \zeta \eta (\zeta^2 + \eta^2)^{1/2}; \quad (14)$$

$$n_3 = (\zeta^2 - 2\eta^2) \cdot (\zeta^2 + \eta^2)^{1/2}, \quad (15)$$

а n_2 в этой плоскости равно нулю.

Пересечение нашей поверхности с плоскостью xz описывается кривой

$$\zeta^2 = \lambda^{1/3} - 2\eta^2 + \frac{\eta^4}{\lambda^{1/3}}, \quad (16)$$

$$\text{где } \lambda = \frac{1 - 2\eta^6 + \sqrt{1 - 4\eta^6}}{2}.$$

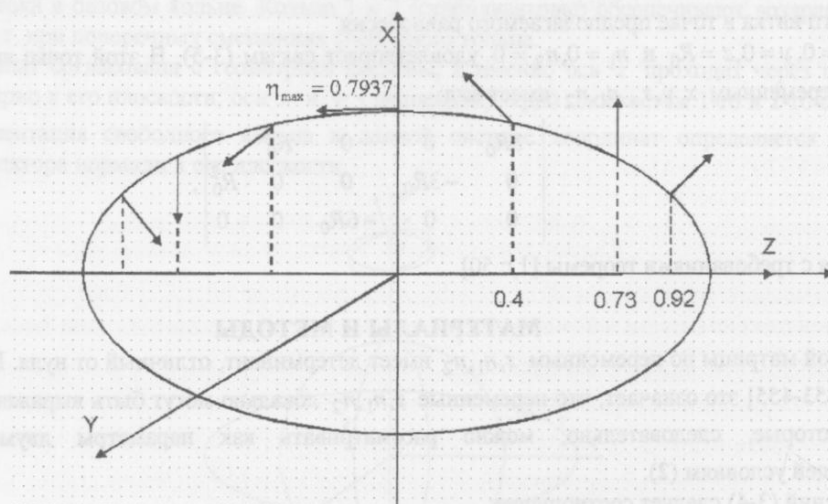


Рис.2 Эллипсоидальная дрейфовая поверхность.

Как видно из рис.2, минимальное расстояние между подвижным и неподвижным телом составляет примерно $0.8R_0$, так что дипольное приближение остается справедливым на всей поверхности. Компоненты нормали в каждой точке этой кривой изображены на графиках рис.3.

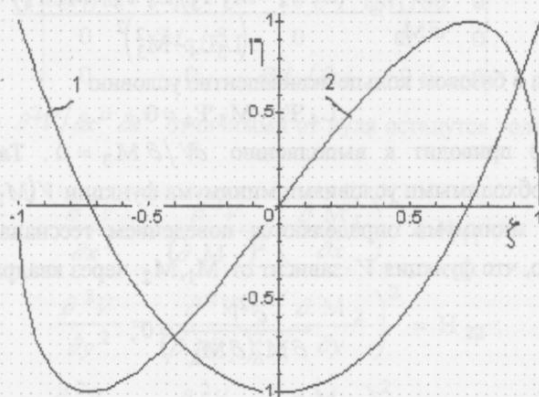


Рис.3 Компоненты нормали n_1 и n_3 в каждой точке дрейфовой поверхности.

1- компонента n_3 ; 2- компонента n_1 .

Искомая эквипотенциальная поверхность в пространстве обобщенных координат образуется вращением вокруг оси Z кривой (16) совместно с присоединенным в каждой точке этой кривой вектором нормали (14-15). Таким образом подвижный виток может дрейфовать из начальной точки по данной поверхности, не подвергаясь воздействию возвращающих магнитных сил, на расстояния порядка размеров системы. Очевидно такое поведение системы не соответствует представлению о пространственной (трехмерной) МПЯ.

Итак, из проведенного в дипольном приближении анализа следует, что в общем случае предложенная конфигурация автоматически не обеспечивает устойчивость системы. Детально рассмотрим на устойчивость равновесия специальный случай конфигурации четырех контуров кольцевой формы, учитывая особенности геометрии именно четырехкольцевой конфигурации.

С незначительной потерей общности будем считать, что $L_1 = L_2 = L_{St}$, тогда выражение (1) существенно упрощается. Как уже отмечалось, с точностью до обозначений эта формула совпадает с формулой, полученной в работе [1,с.49], и потенциальная энергия V является функцией параметров $L_{St}, L_3, L_4, \Psi_3, \Psi_4$ и переменных M_1, M_2, M_3 .

Градиент и гессиан потенциальной энергии, как сложной функции $x^\mu = x, y, z, \theta, \varphi$, имеют вид:

$$\frac{\partial V}{\partial x^\mu} = \frac{\partial V}{\partial M_S} \cdot \frac{\partial M_S}{\partial x^\mu}; \quad (17)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^\mu \partial x^\nu} = \frac{\partial^2 V}{\partial M_S \partial M_K} \cdot \frac{\partial M_S}{\partial x^\mu} \cdot \frac{\partial M_K}{\partial x^\nu} + \frac{\partial V}{\partial M_S} \cdot \frac{\partial^2 M_S}{\partial x^\mu \partial x^\nu}, \quad (18)$$

где $S, K = 1, 3$ - индексы колец.

Используется стандартное соглашение о том, что по повторяющимся индексам производится суммирование.

В соответствии с формулами (17-18) анализ устойчивости системы можно разделить на два этапа: нахождение минимума потенциальной энергии V как функции взаимных индуктивностей M_S и исследование поведения функций M_S как функций обобщенных координат x^μ .

В точке минимума функции $V(M_1, M_2, M_3)$ градиент V по M_S должен обращаться в нуль. Условия $M_1 = M_2 = 0$ естественно следуют из идеи предложенной конфигурации (например это всегда выполняется при соосном положении 3-го и 4-го колец) и автоматически приводят к обращению в нуль первых двух компонент градиента. Математически это определяется тем, что функция V зависит от M_1, M_2 через квадраты этих величин и тогда $\partial V / \partial M_1 \sim M_1$, а $\partial V / \partial M_2 \sim M_2$ и, следовательно,

$$\frac{\partial V}{\partial M_1} = \frac{\partial V}{\partial M_2} = 0, \quad (19)$$

поэтому в последующих выкладках всюду полагается $M_1 = M_2 = 0$.

Последняя компонента градиента находится прямым вычислением, причем в этом случае потенциальная энергия данной системы совпадает с более простым выражением для потенциальной энергии двухкольцевой системы:

$$\frac{\partial V}{\partial M_3} = - \frac{(L_3 \Psi_4 - M_3 \Psi_3)(L_4 \Psi_3 - M_3 \Psi_4)}{(L_3 L_4 - M_3^2)^2}. \quad (20)$$

Обращение в нуль тока в базовом кольце эквивалентно условию

$$L_4 \Psi_3 - M_3 \Psi_4 = 0, \quad (21)$$

что в соответствии с (20) приводит к выполнению $\partial V / \partial M_3 = 0$. Таким образом показано, что (18) действительно являются необходимыми условиями минимума функции $V(M_1, M_2, M_3)$.

Достаточные условия минимума определяются поведением гессиана функции $V(M_1, M_2, M_3)$. Вновь используя то обстоятельство, что функция V зависит от M_1, M_2 через квадраты этих величин находим

$$\frac{\partial^2 V}{\partial M_S \partial M_K} = 0, \quad (22)$$

если $S \neq K$, где $S, K = 1..3$.

Следовательно, гессиан V является диагональной матрицей, ненулевые элементы которой находятся непосредственным дифференцированием с использованием указанных выше свойств функции V :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial M_1^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial M_2^2} = \frac{2\Psi_4^2}{L_S L^2} > 0; \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial M_3^2} = \frac{\Psi_4^2}{L_4} \frac{1}{L_3 L_4 - M_3^2} > 0. \quad (24)$$

Из (22-24) следует, что гессиан V является положительно определенной матрицей в точке (2), и поэтому в данной точке достигается строгий минимум функции $V(M_1, M_2, M_3)$.

Перейдем к исследованию поведения потенциальной энергии V как функции обобщенных координат x^μ в интересующей нас точке $x_0^\mu = (0, 0, z_0, 0, 0)$, определяемой условиями (2). Данная точка находится на оси z , а ее расстояние от базового кольца находим из условия (21), которое совпадает с условием одномерного минимума потенциальной энергии двухкольцевой системы:

$$M_3(z_0) = L_4 \Psi_3 / \Psi_4. \quad (25)$$

С учетом найденной структуры гессиана и равенства нулю градиента функции $V(M_1, M_2, M_3)$ формула (18) при выполнении условий (2) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^\mu \partial x^\nu} = \frac{\partial^2 V}{(\partial M_1)^2} \frac{\partial M_1}{\partial x^\mu} \frac{\partial M_1}{\partial x^\nu} + \frac{\partial^2 V}{(\partial M_2)^2} \frac{\partial M_2}{\partial x^\mu} \frac{\partial M_2}{\partial x^\nu} + \frac{\partial^2 V}{(\partial M_3)^2} \frac{\partial M_3}{\partial x^\mu} \frac{\partial M_3}{\partial x^\nu}. \quad (26)$$

Исследуем в точке x_0^μ структуру матрицы Якоби $\partial M_S / \partial x^\mu$, входящей в выражение (26). Большинство элементов этой матрицы обращаются в нуль в связи с особыми свойствами взаимной индуктивности двух кольцевых токов и специальной конфигурацией данной магнитной системы.

Пусть $\vec{m}$ и $\vec{n}$ - нормали к плоскостям колец, а $\vec{R}_0$ - вектор, соединяющий центры колец. Тогда при выполнении условий ортогональности $(\vec{m}, \vec{n}) = 0$ и $(\vec{m}, \vec{R}_0) = 0$ взаимная индуктивность таких колец обращается в нуль. Если малое приращение некоторой обобщенной координаты (при фиксированных значениях остальных) не приводит к нарушению этих условий, то соответствующая частная производная взаимной индуктивности обращается в нуль. Рассмотрим, например, производную $\partial M_2 / \partial \theta$. Так как в интересующей нас точке x_0^μ координата $\varphi = 0$, то приращению θ соответствует вращение свободного кольца, при котором его нормаль совершает поворот в плоскости xz вокруг закрепленного на оси z центра. При этом нормаль свободного кольца остается ортогональной нормали 2-го стабилизатора, а вектор, соединяющий их центры, не изменяется, поэтому $\partial M_2 / \partial \theta = 0$. С другой стороны $\partial M_1 / \partial \theta \neq 0$, так как при том же вращении свободного кольца нарушается условие ортогональности между его плоскостью и плоскостью 1-го стабилизатора (и,

соответственно, нормалей к ним). Обращение в нуль четырех производных $\partial M_3 / \partial x^\mu$ следует из свойства осевой симметрии; тот же результат получен непосредственным вычислением в работе [4, с.163]. Окончательно, структура матрицы Якоби $\partial M_S / \partial x^\mu$ имеет вид:

$$\begin{vmatrix} \partial M_1 / \partial x & 0 & 0 & \partial M_1 / \partial \theta & 0 \\ 0 & \partial M_2 / \partial y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \partial M_3 / \partial z & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (27)$$

С учетом (27-28) в гессиане $\partial^2 V / \partial x^\mu \partial x^\nu$ отличными от нуля останутся только диагональные элементы и компонента $H_{14} = H_{41}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 V}{(\partial M_1)^2} \left(\frac{\partial M_1}{\partial x} \right)^2 = H_{11}; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= \frac{\partial^2 V}{(\partial M_2)^2} \left(\frac{\partial M_2}{\partial y} \right)^2 = H_{22}; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2 V}{(\partial M_3)^2} \left(\frac{\partial M_3}{\partial z} \right)^2 = H_{33}; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} &= \frac{\partial^2 V}{(\partial M_1)^2} \left(\frac{\partial M_1}{\partial \theta} \right)^2 = H_{44}; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial \theta} &= \frac{\partial^2 V}{\partial \theta \partial x} = \frac{\partial^2 V}{(\partial M_1)^2} \left(\frac{\partial M_1}{\partial x} \frac{\partial M_1}{\partial \theta} \right) = H_{14}. \end{aligned} \quad (28)$$

Соответственно остальные компоненты гессиана равны нулю.

Условия устойчивости для матрицы гессиана такого вида известны:

$$H_{11} > 0; H_{22} > 0; H_{33} > 0; H_{11} \cdot H_{44} > H_{14}^2. \quad (29)$$

Первые три из них выполняются в виду соотношений (23-24). Из (28) имеем:

$$H_{11} H_{44} - H_{14}^2 = \left[\frac{\partial^2 V}{\partial M_1^2} \right]^2 \cdot \left[\left(\frac{\partial M_1}{\partial x} \right)^2 \cdot \left(\frac{\partial M_1}{\partial \theta} \right)^2 - \left(\frac{\partial M_1}{\partial x} \cdot \frac{\partial M_1}{\partial \theta} \right)^2 \right] = 0, \quad (30)$$

а это означает, что одно из условий устойчивости не выполняется.

ВЫВОДЫ

Минор матрицы (27) по переменным y, z, θ имеет детерминант, отличный от нуля. По теореме о неявной функции [3, с.453-455] это означает, что переменные y, z, θ локально могут быть выражены через переменные x и φ , которые в этом случае рассматриваются как параметры двумерной поверхности, удовлетворяющей условиям (2). Следовательно, имеется такое сложное движение кольца, которое выводит его из найденной точки равновесия, не меняя потенциальной энергии системы, т.е. данная конфигурация, не обеспечивает ни пространственную, ни истинную МПЯ.

Тем не менее, в данной системе наряду с необходимыми выполняются три из четырех достаточных условий устойчивого равновесия, а четвертое носит безразличный характер, т.е. отсутствуют как возвращающие силы, так и силы, приводящие к развитию неустойчивости. Поэтому рассмотренная четырехкольцевая конфигурация может быть отправной точкой для моделирования МПЯ.

В работах [2] показано, что внешнее однородное магнитное поле, действуя вдоль оси z , способно деформировать условия безразличного равновесия (30) в направлении положительной определенности, а будучи небольшим по величине, не меняет характера первых 3-х условий (29).

Проведенный анализ представляет интерес для определения минимального набора магнитных связей, обеспечивающих возможность существования МПЯ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Козорез В.В. Динамические системы магнитно взаимодействующих Свободных тел. -Киев: Наукова думка, 1981.
- [2] Демуцкий В.П., Зуб С.С., Рашкован В.М. Статически устойчивые конфигурации магнитно взаимодействующих тел // Вестн. Харьковского университета. -1998. -С.89-94.
- [3] Фиктенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. -Москва: Наука. -Т.1. -1966.

[4] Михалеви́ч В.С., Козоре́з В.В., Ра́шкован В.М. и др. "Магнитная потенциальная яма" - эффект стабилизации сверхпроводящих динамических систем. - Киев: Наукова думка, 1991. - С.336.

STATIC STABLE EQUILIBRIUM OF THE FREE SUPERCONDUCTIVE COIL IN THE SYSTEM OF THREE MECHANICALLY COUPLED SUPERCONDUCTIVE COILS

V.P. Demutskiy, S.S. Zub, V.M. Rashkovan

Kharkov state university,

310108, Ukraine, Kharkov, Kurchatov st.31,
department "Theoretical and nuclear physics"

State aerospace university "KhAI",

310070, Ukraine, Kharkov, Tchkalova st.17,
department "Power units and electrorocket engines of space vehicles"

Stable equilibrium of the superconductive magnetic four rings system has been analysed. Magnetic system has been considered as in the dipole approach, and for the case of the ideal linear contours. In the modelling we have used the modified type of the Lagrangian formalism. It has been strictly analytically proved that such configuration of magnetic bodies is insufficient for the realization of the MPW. Seen out analysis is interesting for the determination of the minimum admission of the magnetic couples, which provides the possible existence of the MPW.

KEY WORDS: stability, Lagrangian formalism, mathematical model, MPW.

УДК 621.039:623.001.24

ДРЕЙФОВЫЙ РЕЗОНАНС ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ТОРОИДАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ ПРИ НАЛИЧИИ КУЛОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Полуновский Э.И., Шишкин А.А. *, Motojima О. **, Муратов В.И.

Харьковский государственный университет, физико-технический факультет, Харьков-108, Украина

* Институт физики плазмы, Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", Харьков-108, Украина

** National Institute for Fusion Science, Toki 509 – 5292, Japan.

Получена в Редакции 12 мая 1999 г.

Заряженная частица, двигаясь в магнитном поле с вращательным преобразованием силовых линий, может оказаться в резонансе с магнитным возмущающим полем, в так называемом дрейфовом резонансе. Такой резонанс можно использовать для различных физических задач, например, удаления примесных ионов высокой энергии из термоядерной плазмы – гелиевой золы из термоядерного реактора и для ввода ионов высокой энергии – топлива в термоядерную плазму. Однако диссипативные физические механизмы, действующие в плазме, такие как кулоновское рассеяние, рассеяние на флуктуациях электрического поля, появляющихся в результате развития неустойчивостей в плазме, могут выводить частицу из резонанса, препятствуя удалению гелиевой золы или проникновению ионов топлива в реактор. В настоящей работе найдены условия (профили плотности и значения плотности в центре плазмы), при которых кулоновское рассеяние не разрушает дрейфового резонанса.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: гелиевая зола, термоядерный реактор, кулоновское рассеяние.

Термоядерная реакция [1], как основа термоядерной энергетики, может быть осуществлена в ловушках тороидального типа, таких как токамаки и стеллараторы [2]. В тороидальной магнитной ловушке, предназначенной для удержания термоядерной плазмы, магнитные силовые линии имеют форму пространственных кривых, близких к винтовым линиям на тороидальной поверхности. Это свойство силовых линий характеризуется так называемым углом вращательного преобразования ι . Эта величина описывает среднее (взятое за большое число N обходов тора) угловое смещение следа, оставляемого силовой линией в меридиональном сечении тора, на $\Delta\vartheta$ по малому обходу при изменении продольной угловой координаты по большому обходу тора на

$$\Delta\phi = 2\pi : \iota = \lim_{N \rightarrow \infty} N^{-1} \sum_k^N \iota_k, \text{ где } \iota_k = \Delta\vartheta / \Delta\phi. \text{ Здесь } \vartheta \text{ и } \phi - \text{угловые переменные вдоль малого и большого}$$

обходов тора, описывающие положение силовой линии на тороидальной поверхности с малым радиусом r и большим радиусом R_0 (Рис. 1). Переменные r, ϑ, ϕ связаны между собой уравнениями силовых линий магнитного поля $[\mathbf{B} d\mathbf{r}] = 0$. Уравнения силовых линий – система двух уравнений первого порядка – могут быть сведены к уравнению второго порядка, которое по сути является уравнением нелинейного осциллятора. Угол вращательного преобразования ι играет при этом роль собственной частоты осциллятора. Угол вращательного преобразования может принимать рациональные значения $\iota = n/m$, где n и m – целые числа. Если помимо основного магнитного поля в ловушке присутствует дополнительное пространственно-периодическое магнитное поле, так называемое магнитное возмущение, с "волновыми" числами n и m вида $\delta\mathbf{B}(r) \propto \delta B_{m,n}(r)(\sin(m\vartheta - n\phi), \cos(m\vartheta - n\phi), 0)$, следует ожидать резонансных явлений, в частности, образования магнитных островов.

Центр ларморовской орбиты заряженной частицы, которая движется вдоль силовой линии, в силу дрейфа в неоднородном магнитном поле и в скрещенных электрическом и магнитном полях отклоняется от силовой линии. Положение частицы относительно исходной магнитной поверхности характеризуется переменными r, ϑ, ϕ . Для пролетной частицы можно ввести так называемый дрейфовый угол прокручивания ι^* – аналог вращательного преобразования ι . Дрейфовый угол прокручивания также может принимать рациональные значения $\iota^* = n/m$. Под действием магнитного возмущения с волновыми числами n и m дрейфовые поверхности (аналог магнитных поверхностей) также могут расщепляться, образуя дрейфовые острова. Дрейфовый остров располагается в том радиальном слое поперечного сечения плазмы, где выполняется условие $\iota^* = n/m$. Значение ι^* зависит от соотношения электрических токов, создающих магнитную конфигурацию, в частности, от компонентов магнитного поля B_ϑ и B_ϕ , и от вклада, который вносят дрейфовые слагаемые в

$d\vartheta/d\phi$.

Известны несколько возможностей управления положением дрейфового резонанса. В плазме могут развиваться колебания, сопровождающиеся появлением магнитных возмущений вида $\delta \mathbf{B}(r) \propto \delta B_{m,n}(r) \times (\sin(m\vartheta - n\phi + \omega t), \cos(m\vartheta - n\phi + \omega t), 0)$. В случае больших значений ω эти возмущения могут вносить существенные изменения в i^* . Изменяя частоту возмущений ω во времени, можно менять положение дрейфового резонанса в сечении и заставлять частицу, находящуюся в дрейфовом резонансе $i^* = n/m$, уходить из объема удержания [3]. В случае тороидальной ловушки с винтовыми проводниками, к которым относятся классический стелларатор, торсатрон, гелиотрон, значением i^* можно управлять, изменяя амплитуду винтового поля [4,5]. Таким способом можно воздействовать на пролетные частицы с достаточно большим значением параметра $V_{||}/V$, так называемого pitch-velocity параметра. Понятно, что кулоновское рассеяние частиц, изменяя параметр $V_{||}/V$, может нарушить дрейфовый резонанс и прервать процессы вывода или ввода высокоэнергетичных ионов. Однако на весь этот процесс влияют значение плотности плазмы и профиль плотности. Каким должен быть профиль плотности плазмы, при котором дрейфовый резонанс сохраняется и его можно использовать для влияния на поведение частицы? Мы даем ответ на этот вопрос для термоядерной ловушки Large Helical Device (LHD) [6], работающей в Национальном институте термоядерных исследований, Токи, Японии. В этой ловушке используется сверхпроводящая винтовая обмотка с $l = 2$, которая создает магнитное поле $B_0 = 3 \div 4$ Т, а также специальная обмотка, создающая возмущающее магнитное поле с $m = 1, n = 1$. Магнитный остров, возникающий на месте магнитной поверхности с углом вращательного преобразования $i = 1$, должен способствовать дивертированию горячей плазмы и ослаблению контакта плазмы со стенкой. Длительность плазменного импульса в LHD должна достичь 1000 секунд. Именно в такой системе имеет смысл, медленно изменяя винтовое магнитное поле, управлять движением выделенных частиц.

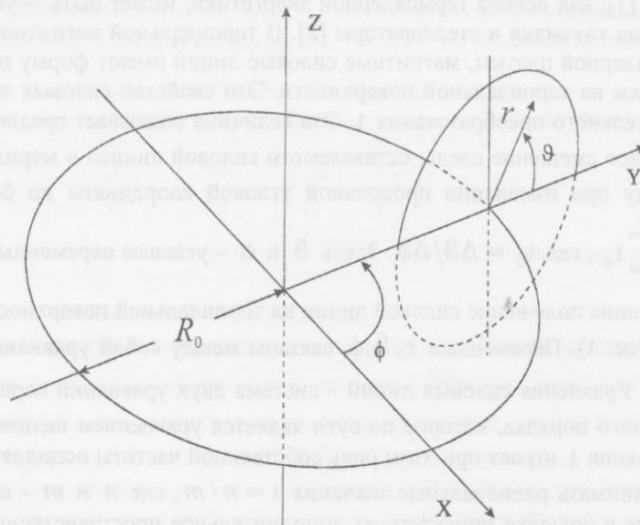


Рис.1. Переменные r, ϑ, ϕ , связанные с круговой осью тора

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦЫ В ДРЕЙФОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ И МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для нашего изучения мы считаем, что движение частицы может быть описано уравнениями ведущего центра [7]

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= V_{||} \frac{\mathbf{B}}{B} + \frac{M_j c (2V_{||}^2 + V_{\perp}^2)}{2eB^3} [\mathbf{B} \nabla B], \\ \frac{dW}{dt} &= \frac{M_j V_{\perp}^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial t}, \\ \frac{d\mu}{dt} &= 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь W – кинетическая энергия частицы, $V_{||}$ и $V_{\perp}$ – параллельная и перпендикулярная составляющие скорости частицы, M_j и e – масса и заряд частицы, $\mathbf{B}$ – вектор магнитного поля, μ – поперечный адиабатический инвариант частицы ($\mu = M_j V_{\perp}^2 / 2B$), $\mathbf{r}$ – радиус-вектор ведущего центра частицы, c – скорость света.

Основное магнитное поле $\mathbf{B} = \nabla\Phi$, и моделируется с помощью скалярного потенциала вида

$$\Phi = B_0 \left[R\phi - \frac{R}{m} \sum_n \varepsilon_{n,m} (r/a_h)^n \sin(n\vartheta - m\phi) + \varepsilon_{1,0} r \sin \vartheta \right], \quad (2)$$

где B_0 – магнитное поле на круговой оси тора, R и a_h – большой и малый радиусы тора, на поверхности которого лежат винтовые проводники; r, ϑ, ϕ – координаты точки наблюдения, связанные с круговой осью тора: r – радиальное расстояние от круговой оси тора до точки наблюдения, ϑ и ϕ – угловые переменные вдоль малого и большого обходов тора, ϑ отсчитывается от направления, противоположного главной нормали к круговой оси тора; метрические коэффициенты координат – следующие: $h_r = 1$, $h_{\vartheta} = r$, $h_{\phi} = R + r \cos \vartheta$; m в нашем случае есть число периодов магнитного поля на длине тора, индекс суммирования n в нашем случае равен $l, l-1, l+1$, где l – число полюсов винтовой обмотки, $\varepsilon_{n,m}$ – коэффициенты при гармониках магнитного поля.

Для нашего исследования выбраны такие параметры: $l = 2$, $m = 10$, $R = 3.9$ м, $a_h = 0.975$ м, $B_0 = 3$ Т. Коэффициенты при винтовых гармониках задаем в виде

$$\varepsilon_{n,m} = \varepsilon_{n,m,0} + \varepsilon_{n,m,1} \sin(\Omega_{n,m} t + \delta_{n,m}), \quad (3)$$

в нашем случае $\varepsilon_{2,10,0} = 0.94$, $\varepsilon_{2,10,1} = 0.06$; $\varepsilon_{3,10} = -0.032$, $\varepsilon_{1,10} = -0.056$ (спутательные к винтовым гармоникам рассматриваются как неизменные во времени), остальные коэффициенты $\varepsilon_{n,m}$ считаем равными нулю. Значение фазы $\delta_{2,10} = -\pi/2$; $\delta_{1,0} = 0.045$, что соответствует присутствию поперечного магнитного поля величиной 4.5% от основного продольного поля. Именно при таком значении поперечного магнитного поля получается магнитная конфигурация со сдвигом магнитной оси вовнутрь тора. Частота магнитного поля $\Omega_{2,10}$ равна 5750 радиан/секунда в том случае, когда осуществляется динамический контроль дрейфового резонанса.

Возмущающее магнитное поле описывается с помощью потенциала

$$\Phi_p = B_0 a_h \frac{\varepsilon_p}{m_p} (r/a_h)^{m_p} \sin(m_p \vartheta - n_p \phi + \delta_p). \quad (4)$$

В нашем случае «волновые» числа возмущающего магнитного поля $m_p = 1$, $n_p = 1$, амплитуда возмущающего магнитного поля $\varepsilon_p = 0.0003$, $\delta_p = \pi/2$.

В качестве пробной частицы рассматривается ион дейтерия с энергией $W = 350$ кэВ и с начальным значением параметра $V_{||}/V$ равным 0.9. Его стартовая точка имеет координаты $r_0 = 20$ см, $\vartheta_0 = 0$, $\phi_0 = 0$.

МОДЕЛЬ КУЛОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Пробная частица рассеивается на частицах основной плазмы, плотность которой имеет профиль $N = N(0)[1 - \Psi/\Psi(a_{pl})]^k$. Параметры $N(0)$ и k варьируются в нашем рассмотрении; функция Ψ описывает сечение магнитной поверхности, ее вид:

$$\Psi = (r/a_h)^2 + 2(R/a_h)^2/m^2 \sum_n n \varepsilon_{n,m} (r/a_h)^n \cos(n\vartheta - m\phi). \quad (5)$$

Здесь суммирование происходит по $n = l, l-1, l+1$; $\Psi(a_{pl})$ – функция, описывающая сечение магнитной поверхности, совпадающей с границей плазмы; a_{pl} – радиус плазмы, в данном случае $a_{pl} = 43$ см. При кулоновском рассеянии импульс пробной частицы $\mathbf{p}$ изменяется по следующему правилу [8]:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{4\pi e^2}{V^3} \mathbf{v} \sum^* \frac{L(e^*)^2 (M + m^*)}{M m^*} N \Phi_1(b^* V), \quad (6)$$

где $\Phi_1(x) = \Phi(x) - x(d\Phi/dx)$, через $\Phi(x)$ обозначен интеграл ошибок. Параметр $b^* = \sqrt{m^*/2T^*}$; L – кулоновский логарифм; e^* , m^* , T^* – заряд, масса и температура частиц плазмы; для температуры предполагается зависимость $T^* = T^*(0)[1 - \Psi/\Psi(a_{pl})]$. По индексу (*), обозначающему сорт частиц, в (6) ведется суммирование. Ниже приведены результаты для случая, когда пробная частица рассеивается на электронах плазмы. Считается, что температура плазмы в центре $T(0) = 10$ кэВ. Изменение $V_{||}$ и $V_{\perp}$ во времени согласно (6) учитывается на каждом шаге интегрирования при численном решении системы уравнений (1). Процесс изменения $V_{||}$ и $V_{\perp}$ прослеживается на таком отрезке времени, при котором не происходит нарушения дрейфового приближения для описания движения частицы.

ДРЕЙФОВЫЙ РЕЗОНАНС ПРИ УЧЕТЕ КУЛОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

В бесстолкновительном приближении ионы дейтерия с энергией $W = 350$ кэВ и $V_{||}/V = 0.9$ можно ввести с периферии плазмы в центр магнитной ловушки с винтовыми магнитными полями, используя резонанс $i^* = 1/1$ [4]. Дрейфовый остров может возникнуть на месте дрейфовой поверхности с углом прокручивания $i^* = 1$ под действием магнитного возмущения с «волновыми числами» $n_p = 1$, $m_p = 1$. При $\varepsilon_{2,10} = 0.88$ дрейфовый остров образуется траекторией частицы со стартовыми координатами $r_0 = 20$ см, $\vartheta_0 = 0$, $\phi_0 = 0$ (Рис.2 а); при $\varepsilon_{2,10} = 1.0$ дрейфовый остров образуется траекторией частицы со стартовыми координатами $r_0 = 7$ см, $\vartheta_0 = 0$, $\phi_0 = 0$ (Рис.2 б). При изменении $\varepsilon_{2,10}$ во времени от значения 0.88 до 1.0 в соответствии с соотношением (2) дрейфовый остров перемещается с периферии в центр плазмы (Рис.2 б). Движение прослеживается в течение $\tau = 4.9 \times 10^{-4}$ сек. На рисунке следы, оставляемые траекторией в выделенном сечении, соединены линией для наглядности, что позволяет увидеть их последовательность. Главный физический вывод: ион дейтерия входит в центр магнитного объема удержания.

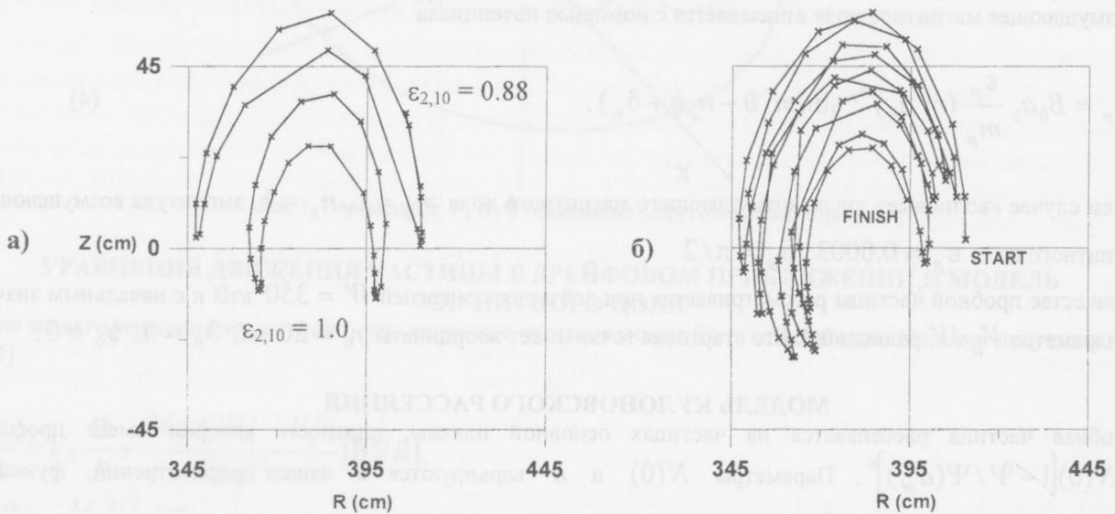


Рис.2. Дрейфовый остров, образованный пролетным ионом дейтерия со стартовой точкой с координатами $r_0 = 20$ см, $\vartheta_0 = 0$, $\phi_0 = 0$ при $\varepsilon_{2,10} = 0.88$ и стартовой точкой с координатами $r_0 = 7$ см, $\vartheta_0 = 0$, $\phi_0 = 0$ при $\varepsilon_{2,10} = 1.0$ (а); движение дрейфового острова при изменении $\varepsilon_{2,10}$ во времени (б). Плотность плазмы $N(0) = 0$.

При учете кулоновского рассеяния в плазме с $N(0) = 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $k = 3$ и $k = 4$ дрейфовый остров двигается («дрейфует») с периферии в центр плазмы без особых отличий от случая, показанного на рисунке 2 б. В случае не такого обостренного профиля, а именно $k = 2$ и $N(0) = 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, дрейфовый остров отсутствует, т.е. резонанс разрушается. Уменьшение $N(0)$ приводит к частичному восстановлению дрейфового резонанса. Так при $N(0) = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ дрейфовый угол прокручивания становится ближе к единице: $i^* = 1.069$. Частица, стартуя в точке с начальными координатами $r_0 = 20 \text{ см}$, $\vartheta_0 = 0$, $\phi_0 = 0$, движется таким образом, что в начале пути соблюдается резонанс $i^* = 1$ – видны очертания движущегося дрейфового острова (Рис.3 а), но затем «островная структура» сменяется следами траектории, характерными для обычной пролетной частицы, т.е. имеет место срыв резонанса. При $N(0) = 0.1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $k = 2$ дрейфовый резонанс восстанавливается полностью.

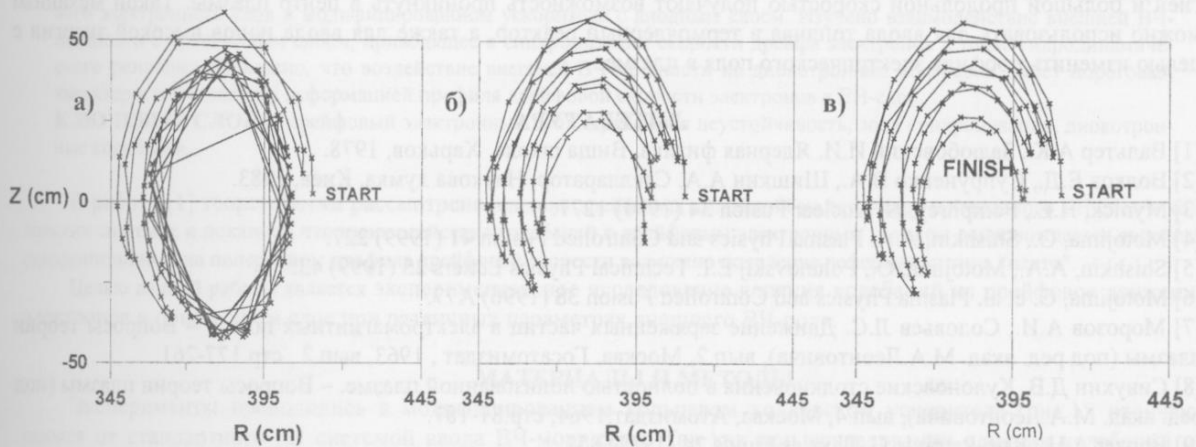


Рис.3. «Срыв» дрейфового резонанса при $N(0) = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $k=2$ (а) и «восстановление» дрейфового резонанса при $N(0) = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $k=3$ (б); движение дрейфового острова при $N(0) = 10 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $k=3$ (в).

Однако уменьшение значения плотности в центре плазмы нельзя считать приемлемым решением проблемы. Другой путь – изменение профиля плотности плазмы. Профилем плотности плазмы можно попытаться управлять, выбирая, например, метод нагрева плазмы. При обостренном профиле плотности, т.е. $k = 3$, и $N(0) = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ «дрейфовый резонанс» имеет место (Рис.3 б). Даже при большем значении плотности $N(0) = 10 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ движение дрейфового острова происходит беспрепятственно (Рис.3 в). Ион дейтерия входит в центр плазмы.

ОБСУЖДЕНИЕ

1. На основе комбинированного подхода: использования уравнений ведущего центра для описания движения пробной частицы и кулоновского рассеяния пробной частицы на частицах плазмы, – сделан важный шаг на пути оценки влияния диссипативных механизмов на выполнение условий дрейфового резонанса частицы. Отмечается чувствительность дрейфового резонанса к значению плотности и профилю плотности плазмы. Чем ближе профиль плазмы к «колоколообразному», тем слабее влияние кулоновского рассеяния на «движение дрейфового острова». Исследование здесь проведено с учетом изменения импульса пробной частицы. Важно отметить, что изменение V_{II}/V прослеживается в течение достаточно короткого времени, при котором остается справедливым дрейфовое приближение для описания движения частицы.

2. Для моделирования кулоновского рассеяния пробной частицы в плазме существуют также другие подходы, в которых изменение V_{II}/V описывается с привлечением метода Монте Карло [9]. Такого рода подходы также могут быть применены для изучения влияния диссипативных механизмов на соблюдение условий дрейфового резонанса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование влияния кулоновского рассеяния частиц на динамику дрейфового резонанса (на движение

«дрейфового острова») в медленно изменяющемся винтовом магнитном поле позволяет сделать следующие выводы.

1. При профиле плотности плазмы $N = N(0)[1 - \Psi/\Psi(a_{pl})]^k$, $N(0) = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $k = 2$ дрейфовый резонанс с $i^* = 1/1$ срывается, частица, подчинявшаяся резонансу при $N(0) = 0$, превращается в пролетную с нерезонансным углом прокручивания.

2. При более обостренном профиле плотности, а именно при $k = 3$, дрейфовый угол прокручивания сохраняет свое резонансное значение, и частица формирует «дрейфовый остров» под действием возмущающего магнитного поля с «волновыми числами» $m_p = 1$, $n_p = 1$. Профиль с $k = 3$ обеспечивает соблюдение условий для дрейфового резонанса и при $N(0) = 10 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, и вплоть до $N(0) = 100 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

3. Дрейфовый остров в медленно изменяющемся винтовом магнитном поле (и при кулоновском рассеянии пробной частицы на частицах плазмы) перемещается по поперечному сечению плазмы. Ионы с высокой энергией и большой продольной скоростью получают возможность проникнуть в центр плазмы. Такой механизм можно использовать для ввода топлива в термоядерный реактор, а также для ввода ионов высокой энергии с целью изменить профиль электрического поля в плазме.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика, Вища школа, Харьков, 1978.
- [2] Волков Е.Д., Супруненко В.А., Шишкин А.А. Стелларатор, Наукова думка, Киев, 1983.
- [3] Mynick, H.E., Pomphrey, N. Nuclear Fusion **34** (1994) 1277.
- [4] Motojima, O., Shishkin, A.A. Plasma Physics and Controlled Fusion **41** (1999) 227.
- [5] Shishkin, A.A., Motojima, O., Polunovskij E.I. Technical Physics Letters **25** (1999) 43.
- [6] Motojima, O. et al. Plasma Physics and Controlled Fusion **38** (1996) A77.
- [7] Морозов А.И., Соловьев Л.С. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях. – Вопросы теории плазмы (под ред. акад. М.А.Леонтовича), вып.2, Москва, Госатомиздат, 1963, вып.2, стр.177-261.
- [8] Сивухин Д.В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме. – Вопросы теории плазмы (под ред. акад. М.А.Леонтовича), вып.4, Москва, Атомиздат, 1964, стр.81-187.
- [9] Boozer A.H., Kuo-Petravic G. Physics Fluids **24** (1981) 851.

DRIFT RESONANCE OF CHARGED PARTICLE IN TOROIDAL MAGNETIC TRAP WITH COULOMB SCATTERING

Polunovskij E.I., Shishkin A.A.*, Motojima O.**, Muratov V.I.

Kharkov State University, physics and technology department, Kharkov –108, Ukraine

* Institute of Plasma Physics, National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkov – 108, Ukraine

** National Institute for Fusion Science, Toki 509 – 5292, Japan.

If the charged particle moves in the magnetic field with the rotational transformation of field lines it may be in resonance with the magnetic field perturbation (drift resonance). This resonance may be used for several physical goals, for example helium ash removal or high energy ions penetration in plasma. However the dissipation physical phenomena in plasma, such as coulomb scattering or electrical field fluctuations, which appear in plasma due to instabilities, can break drift resonance and interrupt helium ash removal or high energy ions penetration. In the present paper the conditions (density profiles and density value in center of plasma), when coulomb scattering does not destroy the drift resonance, are obtained.

KEY WORDS: helium ash, fusion reactor, coulomb scattering.

УДК 04;10

ДЕФОРМАЦИЯ ДРЕЙФОВОГО ЕН-СЛОЯ ВНЕШНИМ ВЧ-ПОЛЕМ В УСКОРИТЕЛЕ С АНОДНЫМ СЛОЕМ

А.А. Бизюков, Вл.В. Бобков, И.К. Тарасов

Харьковский Государственный Университет, Физико-технический факультет, Кафедра физики плазмы.

Украина, 310108, Харьков, пр. Курчатова, 31.

E-mail: bizyukov@pht.univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 17 мая 1999 г.

В настоящей работе экспериментально исследовано влияние внешнего ВЧ-поля на поведение прианодного дрейфового электронного слоя в модифицированном ускорителе с анодным слоем. Изучено взаимодействие внешней ВЧ-мощности с прианодным слоем, приводящее к синхронизации скорости дрейфа электронов в точке гидродинамического резонанса. Показано, что воздействие внешней ВЧ-мощности на диокотронные колебания имеет пороговый характер и определяется деформацией профиля дрейфовой скорости электронов в ЕН-слое.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дрейфовый электронный слой, дрейфовая неустойчивость, зона синхронизации, диокотронные колебания.

В работе [1] теоретически рассмотрено влияния дрейфовых колебаний на структуру прианодного ЕН-слоя в холловских системах и показано, что взаимодействие колебаний с дрейфовым электронным потоком сопровождается явлением синхронизации, а на поперечном профиле дрейфовой скорости возможно появление деформации типа "плато".

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния колебаний на дрейфовое движение электронов в прианодном слое при различных параметрах внешнего ВЧ-поля.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Эксперименты проводились в модифицированном кольцевом холловском ускорителе (рис.1), отличающимся от стандартного [2] системой ввода ВЧ-мощности. Так как при исследовании влияния колебаний на дрейфовое движение электронного слоя природа колебаний не конкретизировалась, то источником переменного электрического поля в прианодном слое холловского ускорителя в экспериментах может быть как неустойчивость, так и внешняя возбуждающая система. Ввод ВЧ-сигнала в модифицированный ускоритель осуществлялся через разрезанный вдоль диаметра дополнительный электрод, который помещался у основного катода и служил катодным электродом разряда и антенной возбуждающей системы. Зазор между полукатодами $\Delta = 2$ мм, как показали эксперименты, на разряд не влияет, в модифицированном ускорителе без ВЧ-сигнала динамические и стационарные параметры разряда аналогичны параметрам стандартного холловского ускорителя.

В качестве источника ВЧ-мощности использовался стандартный генератор ГС-23, который через разделительную схему запитывал сектора катодного электрода. Возбуждающая система в условиях экспериментов обеспечивала изменение в широких пределах параметров волны накачки: мощности ($P = 0 \div 2$ Вт), частоты ($f = \omega_0/2\pi = 3 \div 20$ МГц), амплитуды напряжения на полукатодах ($\tilde{U}_0 = 0 \div 100$ В). В зависимости от способа подключения можно возбуждать волну накачки с номером азимутальной моды $m_0 = 0$ или $m_0 = 1$. На рис.1 показана схема включения с $m_0 = 1$, при которой и были выполнены основные эксперименты.

Как указывалось в работе [1], в холловском ускорителе наблюдается возбуждение диокотронных колебаний прианодного слоя разряда, частота которых определяется дрейфовой скоростью электронов в резонансной

точке $\omega_1 = k_{\varphi 1} v_{e\varphi} = \frac{1}{R_0} \cdot c \frac{E(x_0)}{H}$ (для $m_1 = 1$).

Как показали эксперименты, область локализации максимума амплитуды диокотронных колебаний не изменяется при изменении как внешних параметров разряда, так и характеристик волны накачки, что связано, по-видимому, с резонансными свойствами геометрии разрядного устройства. Поэтому можно считать, что частота колебаний ω_1 , соответствует частоте азимутального дрейфа электронного слоя с координатой x_0 . Тогда при исследовании взаимодействия колебаний с электронным дрейфовым слоем можно рассмотреть взаимодействие внешней волны накачки с диокотронными колебаниями, и по изменению частоты диокотронных колебаний судить об изменении скорости азимутального дрейфа электронов в точке x_0 . Такая задача экспериментальных исследований хорошо соответствует теоретическому рассмотрению гидродинамической дрейфовой модели [1] и позволяет сравнить экспериментальные результаты и выводы теоретических оценок. Прямое измерение изме-

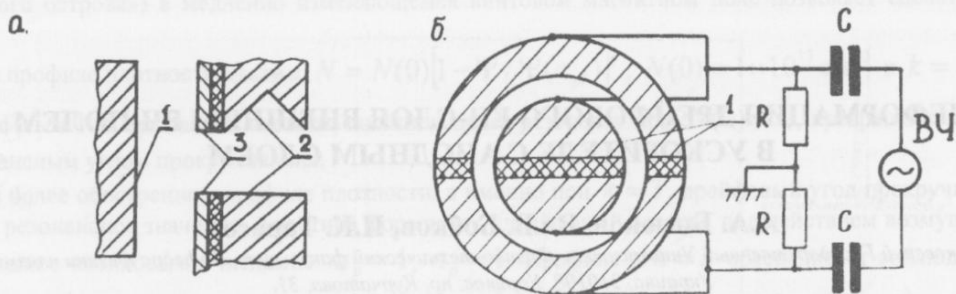


Рис. 1. Схема модифицированного холловского ускорителя с системой ВЧ-накачки:

- а) разрядный промежуток модифицированного холловского ускорителя: 1— анод, 2— основной катод, 3— дополнительный электрод;
 б) схема системы ВЧ-накачки (1— дополнительный электрод).

нения скорости дрейфа в окрестности резонансной точки крайне затруднительно, так как протяженность зоны синхронизации невелика ($\Delta x < 1$ мм).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При подключении к плазме внешнего ВЧ-генератора отмечены режимы слабого и сильного воздействия внешней высокочастотной мощности на дрейфовое движение электронов прианодного слоя в зависимости от соотношения частот внешней волны ω_0 и частоты азимутального движения электронного слоя, совпадающей с частотой диокотронных колебаний ω_1 .

В первом случае ($\omega_1 < \omega_0$, $\omega_1 > \omega_0$) параметры электронного слоя в точке возбуждения диокотронных колебаний практически не изменяются. В спектре колебаний наблюдаются дополнительные колебания малых амплитуд, с частотами $|\omega_0 - \omega_1|$ и $\omega_1 \pm |\omega_0 - \omega_1|$, причем колебания на разностной частоте $|\omega_0 - \omega_1|$ имели максимальную амплитуду.

В резонансном случае ($\omega_0 \approx \omega_1$) наблюдалось сильное воздействие волны накачки на параметры электронного слоя. Как видно из [1] и спектрограмм, приведенных на рис.2, в этом случае происходит существенное изменение частот и амплитуд колебаний. При неизменных внешних параметрах разряда частота ω_1 в зоне резонанса изменяется на десятки процентов, скачкообразно возвращаясь к невозмущенному значению, когда частота волны накачки ω_0 , становится существенно меньше ω_1 , и выходит из зоны резонанса. Ширина резонансной зоны пропорциональна амплитуде волны накачки. В более узком интервале частот вблизи резонанса наблюдается синхронизация диокотронных колебаний внешним ВЧ-полем ($\omega_0 \approx \omega_1$). При этом полная синхронизация не наблюдалась, частота диокотронных колебаний ω_1 всегда оставалась меньше частоты внешней волны ω_0 и расстройка $|\omega_0 - \omega_1|$ росла с увеличением амплитуды волны накачки.

В области резонанса наряду с отмеченными выше явлениями наблюдалось подавление амплитуды диокотронных колебаний, при этом резко возрастала интенсивность колебаний на разностной частоте $|\omega_0 - \omega_1|$. Наиболее сильное подавление диокотронных колебаний наблюдалось у нижней частотной границы резонансной зоны.

Необходимо отметить, что сильное резонансное взаимодействие имело пороговый характер [1] и наблюдалось при амплитуде внешней волны больше амплитуды диокотронных колебаний. Кроме того, необходимо было обеспечить азимутально неоднородную накачку ($m_0 = 1$), так как при $m_0 = 0$ эффект резонансного взаимодействия не наблюдался.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований позволяют представить следующую картину взаимодействия внешней ВЧ-мощности с прианодным слоем холловского ускорителя в условиях развитой диокотронной неустойчивости. При выполнении необходимого и достаточного условий неустойчивости пространственно неоднородного электронного потока в прианодном слое в окрестности резонансной точки x_1 воз-

буждаются диокотронные колебания с частотой $\omega_1 = \frac{cE(x_1)}{R_0 H}$ ($m_1 = 1$). Развитие неустойчивости приводит к деформации профиля скорости в окрестности x_1 , протяженностью Δx_1 и установлению стационарной амплитуды колебаний A_1 . Воздействие внешней волны накачки с амплитудой A_0 и частотой ω_0 также приводит к деформации

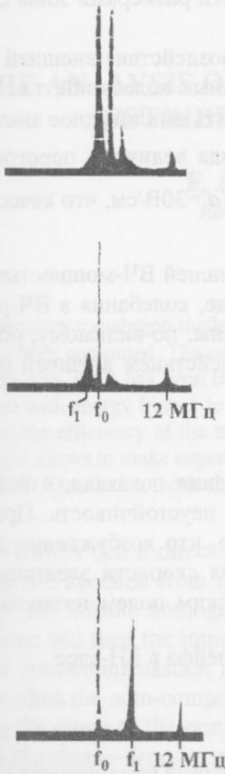


Рис. 2. Спектры колебаний плазмы в резонансном случае ($\omega_0/2\pi \approx \omega_1/2\pi$), $U=1000$ В, $H=1000$ Э, $p=3 \cdot 10^{-5}$ Торр. Метка: 12 МГц.
($f_0 = \omega_0/2\pi$, $f_1 = \omega_1/2\pi$).

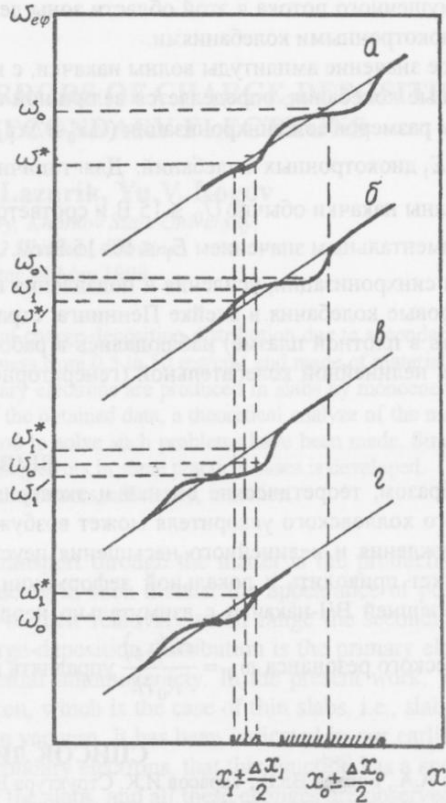


Рис. 3. Взаимодействие внешней ВЧ-мощности с прианодным слоем холловского ускорителя в условиях развитой диокотронной неустойчивости (модельное представление):

- а) $x_0 \pm \Delta x_0/2 > x_1 \pm \Delta x_1/2$ ($\omega_0 > \omega_1$)
- б) $x_0 \pm \Delta x_0/2 \geq x_1 \pm \Delta x_1/2$ ($\omega_0 > \omega_1 > \omega_1^*$)
- в) $x_0 \approx x_1$ ($\omega_1^* > \omega_0 > \omega_1$)
- г) $x_0 \pm \Delta x_0/2 < x_1 \pm \Delta x_1/2$ ($\omega_0 < \omega_1^*$)

ции профиля скорости в точке x_0 ($\omega_0 = \frac{cE(x_0)}{R_0 H}$, $m_0 = 1$) с протяженностью Δx_0 (рис.3). Допустим, что $A_0 > A_1$ и, следовательно, $\Delta x_0 > \Delta x_1$.

Вдали от резонансных значений ω_0 и ω_1 зоны деформации не перекрываются и взаимодействие приводит лишь к появлению колебаний малых амплитуд на разностных частотах.

При приближении ω_0 к ω_1 со стороны больших значений ($x_0 \rightarrow x_1$) граница зоны деформации профиля дрейфовой скорости электронного слоя внешней ВЧ-мощностью совмещается с резонансным слоем диокотронных колебаний. Деформированный профиль скорости в точке x_1 в этом случае имеет большую скорость дрейфа по сравнению с равновесным, что приводит к увеличению частоты ω_1 . Некоторое увеличение амплитуды диокотронных колебаний A_1 , связано, по-видимому, с увеличением количества резонансных частиц за счет деформации профиля скорости.

В области значений частот колебаний, соответствующих зоне синхронизации, резонансный слой с координатой x_1 , полностью находится внутри зоны деформации профиля дрейфовой скорости внешней волной. При изменении частоты волны накачки вблизи резонансного значения ($\omega_0 \approx \omega_1$, $x_0 = x_1$) частота возмущенного движения резонансного слоя может существенно отличаться от невозмущенного значения ω_1^* , как в большую ($\omega_0 > \omega_1^*$, $x_0 \geq x_1$), так и в меньшую ($\omega_0 < \omega_1^*$, $x_0 \leq x_1$) стороны, однако при этом возмущенное значение частоты колебаний всегда меньше частоты волны накачки.

На нижней частотной границе резонансной зоны ($x_0 < x_1$) в эксперименте наблюдалось скачкообразное

изменение частоты диокотронных колебаний, что связано, по-видимому, с большим градиентом дрейфовой скорости возмущенного потока в этой области зоны деформации и конечными размерами зоны синхронизации электронов диокотронными колебаниями.

Пороговое значение амплитуды волны накачки, с которого начинается воздействие внешней ВЧ-мощности на диокотронные колебания, определяется величиной амплитуды диокотронных колебаний, т.е., по-видимому, соотношением размеров зон синхронизации (Δx_0 и Δx_1). Это позволяет оценить амплитудное значение электрического поля E_1 диокотронных колебаний. Для типичных параметров разряда величина порогового значения амплитуды волны накачки обычно $\tilde{U}_0 \leq 15$ В и соответственно $E_1 < E_0 \approx \tilde{U}_0/d = 30$ В/см, что качественно совпадает с экспериментальным значением $E_1 \leq 10 \div 15$ В/см.

Эффекты синхронизации, усиления и подавления колебаний плазмы внешней ВЧ-мощностью в других условиях (дрейфовые колебания в ячейке Пеннинга, страты в тлеющем разряде, колебания в ВЧ-разряде, МГД-неустойчивость в плотной плазме) наблюдались в работах [3-7] и обусловлены, по-видимому, общим характером поведения нелинейной колебательной (генераторной) системы под воздействием внешней периодической силы [8].

ВЫВОДЫ

Таким образом, теоретические оценки и экспериментальные исследования показали, что в прианодном слое кольцевого холловского ускорителя может возбуждаться диокотронная неустойчивость. Предложены механизмы возбуждения и нелинейного насыщения неустойчивости. Показано, что возбуждение диокотронных колебаний может приводить к локальной деформации поперечного профиля скорости электронного дрейфа. Применение внешней ВЧ-накачки с азимутально неоднородным электрическим полем позволяет в условиях гидродинамического резонанса $\omega_0 = \frac{cE(x_0)}{R_0 H}$ управлять профилем скорости дрейфа в ЕН-слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бизюков А.А., Бобков Вл.В., Тарасов И.К. Структура ЕН-слоя в условиях дрейфовой неустойчивости. Вісник Харківського університету, №438, серія фізична "Ядра, частинки, поля", 1999, Випуск 1/5/, с.51-54.
2. Гришин С.Д., Лесков Л.С., Козлов Н.П. Плазменные ускорители. М. "Машиностроение", 1983. 226 с.
3. Бизюков А.А., Фареник В.И., Юнаков Н.Н. Взаимодействие внешней ВЧ-мощности с плазмой в скрещенных полях. В сб.: Тезисы докладов Всесоюзной конференции молодых ученых по физике плазмы "Современные методы нагрева и диагностики плазмы". Харьков, 1977, с.71-72.
4. Кервалишвили Н.А., Физика плазмы, 1989, т.15, в.2, с.174-171.
5. Boswell R.W., Christiansen P.J., Salter C.R. Nonlinear effects in a RF Plasma - Physics Letters, 1972, 380, №2, с. 67-68.
6. Biziukov A.A., Kashaba A.Y., // Book of Abstracts, ICIS'95, 1995, Whistler, Canada, p.223-224.
7. Тимофеев А.В. // УФН, 1972, т.42, №7, 1373-1392.
8. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М. "Наука", 1974, 301 с.

DEFORMATION OF DRIFT EH-LAYER BY EXTERNAL RF-FIELD IN ACCELERATOR WITH ANODE LAYER

A.A. Biziukov, V.I.V. Bobkov, I.K. Tarasov

Kharkov State University, Faculty of Physics and Technology, Department of Plasma Physics,

Kurchatov Ave. 31, 310108, Kharkov, Ukraine.

E-mail: biziukov@pht.univer.kharkov.ua

In this paper the influence of RF-field on behaviour of drift electron near-anode layer in modified accelerator with anode layer is investigated. Interaction between RF-power and near-anode layer leading to synchronization of electron drift velocity at the point of hydrodynamic resonance is studied. It is shown that RF-power influence on diocotron oscillations has a threshold character and is caused by deformation of electron drift velocity profile in EH-layer.

KEY WORDS: drift electron layer, drift instability, synchronization zone, diocotron oscillations.

УДК 539.12

THE ANALYSIS OF MODELING ERRORS OF CHARGE-DEPOSITION DISTRIBUTION DUE TO SECONDARY ELECTRONS

F. Alouani-Bibi, V.T. Lazurik, Yu.V. Rogov

*Radiation Physics Laboratory, Kharkov State University,
P.O. Box 60, 310052 Kharkov, Ukraine.
Submitted to editor 24 May 1999*

Using the trajectory translation method a detailed data set about charge-deposition distribution due to secondary electrons in thin slabs has been computed. The considered slabs have thickness from 0.5 to 50 mg/cm² and made of materials with atomic numbers from 4 to 79. It has been considered that the secondary electrons are produced in slabs by monoenergetic primary electron beam with energy from 1 to 10 MeV. On the basis of the obtained data, a theoretical analyze of the modeling errors of results and the efficiency of the trajectory translation method to solve such problems have been made. Simple analytical expression that allows to make expert evaluations of the modeling errors in some practical cases is developed.

KEY WORDS: Translation method, Charge-deposition, modeling errors, efficiency, imitation.

It is well known that a direct result of the electron transport through the matter is the production of secondary electrons which are knocked from the medium atoms, inducing in such manner the appearance of positively charged ions. Generally, for infinite homogeneous media, because of their relatively small range the secondary electrons are auto-compensated and then the important factor in the charge-deposition distribution is the primary electron radiation. The process of auto-compensation is broken in case of spatial inhomogeneity. In the present work, we considered a particular case when the auto-compensation process is broken, which is the case of thin slabs, i.e., slabs with thickness much less than the range of the primary particles, located in vacuum. It has been indicated in our earlier investigations [1] concerning the charge-deposition distribution due to secondary electrons, that this function has a special tendencies, i.e., change very swiftly near the surface and weakly inside the slabs, and all these changes are observed in thin regions or near the surface of semi-infinite media. These facts make the experimental measurement of this characteristic very difficult and problematic. Also, the use of the condensed simulation codes such as [2,3,4] to investigate the charge-deposition distribution due to secondary electrons, without having a fundamental knowledge about the particularity of the electron transport near spatial inhomogeneity can leads to false conclusions which can be in some cases contrary to the physical reality [5]. A possible solution of this problem has been proposed in [1,6], which is the developed new Monte Carlo method called «trajectory translation method» and the made conclusions about the choice of computation parameters for this method.

The trajectory translation allows to obtain a detailed data sets about many characteristics of the particles transport, in particular about the charge-deposition distribution. In the present work, using the trajectory translation method a detailed data set about the charge-deposition distribution has been obtained. A theoretical study of the modeling errors related to the trajectory translation method and also a theoretical comparison of the efficiency of this method in comparing with the traditional Monte Carlo method are made. In addition, we have developed here the possibility to obtain a well enough evaluations of the efficiency and the modeling errors of the obtained data basing on the developed before approximation of the charge-deposition distribution [7].

BASIS DATA AND COMPARAISON

On the basis of the trajectory translation method a simulation code called FASTER [1,6] has been developed. Using this code a data set of charge-deposition distribution due to secondary electrons in thin slabs has been obtained. Let us not that a physical analysis of the charge-deposition distribution and its different dependencies has been presented in [1]. The considered slabs are made of elemental absorbers with atomic numbers from 4 to 79 and thickness interval from 0.5 to 50 mg/cm². The incident electron beam is considered monoenergetic with energy from 1 to 10 MeV. It is well to note that the chosen intervals of thickness and material of slabs as well as energy of primary particles is considered to feet with the often used in practical domains [8,9]. Here below we will provide some data that will be useful for our future theoretical investigations. The presented figures about the charge-deposition distribution are all normalized on Q_0 the intensity of secondary electron sources, the value of Q_0 is provided in table 1 for some materials for a minimal energy of particles sources E_{Smin} equal to 10 keV.

Table 1. Intensity of secondary electron sources in C, Al and Au for $E_{Smin} = 10$ keV.

Q_0 , e g/cm ² per incident electrons.	C(6)	Al(13)	Au(79)
$E_0 = 5$ MeV	7.72	7.45	6.2

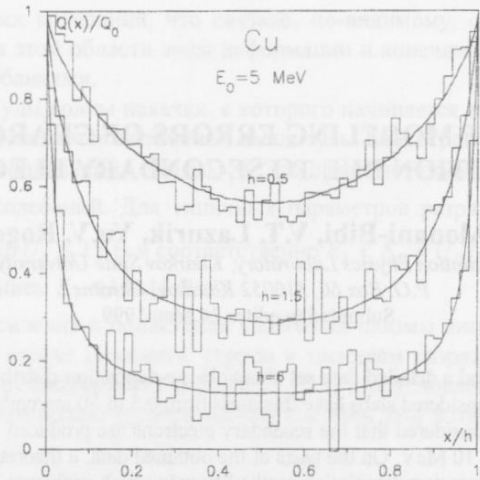


Figure 1. The solid lines represent the charge-deposition distribution due to secondary electrons in copper slabs computed by using the trajectory translation method. The histograms represent these distributions computed by using the PENELOPE code. The thicknesses are expressed in mg/cm^2 . The presented distributions are normalized on the intensity of particle sources Q_0 (see table 1). The slabs are irradiated by 5 MeV electron beam.

As it has been noted in [1] and shown in figure 1 the data obtained by using the PENELOPE code and those obtained by using FASTER show a good agreement for all considered interval of slabs thickness and materials and also for different energies of the incident beam. This is principally due to the fact that the physical procedures used in FASTER to built the particles trajectory contains a standard models such as those used in [10], among those models we can cite the multiple scattering model, the continuous slowing down model and the catastrophic collisions schema [4]. A more detailed description of use of these models in our code has been given in [1].

It is important to draw that the principal goal of the made comparison between our data and those obtained by PENELOPE [4], is to prove the physical correctness of our results. Even though when trying to evaluate the efficiency of our code in comparing with PENELOPE, i.e., the ratio of squares of the maximal statistical deviations of both codes obtained for the same time of computations, we found a large advantage of our method of computation about 250 for the shown example in figure 1, we can not affirm the high efficiency of our method because of the difference between the procedures used in PENELOPE and FASTER to built the particle trajectory. In this context, we have developed a special simulation code which contains the same procedure of building the particle trajectory as FASTER, the only difference is in the way of event registration, i.e., we have used a traditional imitation method for the event registration. Using the developed code a series of computations have been made in the same indicated before interval of energy of the incident beam, slabs material and thickness. For illustration, some of the obtained results are shown in figures 2, 3 and 4 with those obtained by FASTER.

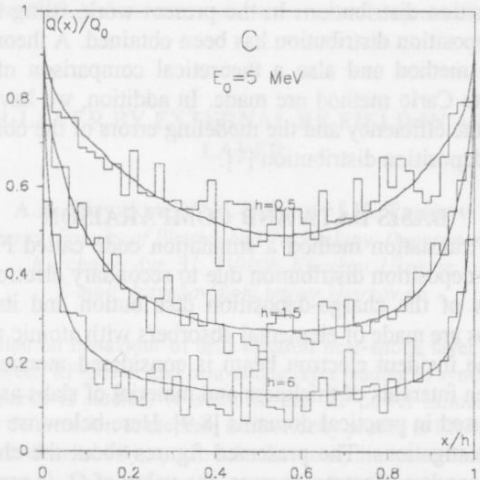


Figure 2. The solid lines represent the charge-deposition distribution due to secondary electrons in carbon slabs computed by using the trajectory translation method. The histograms represent these distributions computed by using the traditional Monte Carlo method. The thicknesses are expressed in mg/cm^2 . The presented distributions are normalized on the intensity of particle sources Q_0 (see table 1). The slabs are irradiated by 5 MeV electron beam.

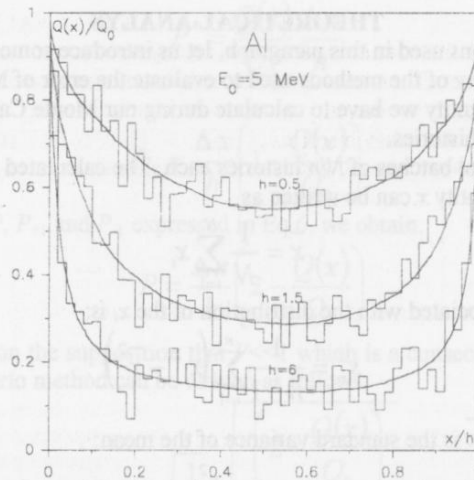


Figure 3. The solid lines represent the charge-deposition distribution due to secondary electrons in aluminum slabs computed by using the trajectory translation method. The histograms represent these distributions computed by using the traditional Monte Carlo method. The thicknesses are expressed in mg/cm^2 . The presented distributions are normalized on the intensity of particle sources Q_0 (see table 1). The slabs are irradiated by 5 MeV electron beam.

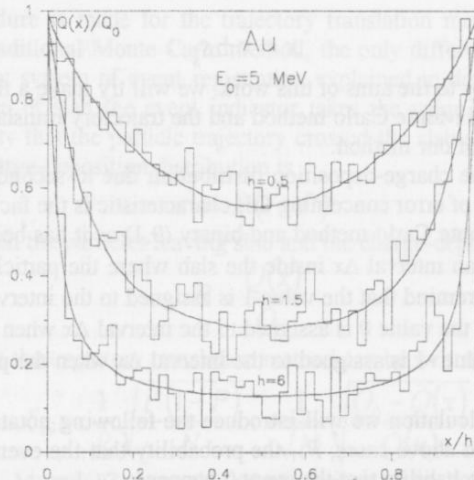


Figure 4. The solid lines represent the charge-deposition distribution due to secondary electrons in gold slabs computed by using the trajectory translation method. The histograms represent these distributions computed by using the traditional Monte Carlo method. The thicknesses are expressed in mg/cm^2 . The presented distributions are normalized on the intensity of particle sources Q_0 (see table 1). The slabs are irradiated by 5 MeV electron beam.

Let us note that the chosen materials and thicknesses in figures 2, 3 and 4 are considered as those used in [1] to compare the data obtained by FASTER and those obtained by PENELOPE. As it can be seen, the data sets obtained by the both codes show a good agreement for all considered slabs materials, thicknesses and energy of incident electrons. Concerning the efficiency of the trajectory translation in comparing with the traditional Monte Carlo method, let us use the proposed formula in [1]

$$\text{efficiency} = \left(\frac{D_{Im}}{D_{Tr}} \right)^2 \frac{t_{Im}}{t_{Tr}} \quad (1)$$

where D_{Tr} and D_{Im} are the maximal statistical deviations of results obtained by using the trajectory translation method and traditional Monte Carlo method respectively. The values t_{Tr} and t_{Im} are the time of computation made by both methods respectively.

According to the evaluation given in Eq. 1, and the presented examples in figure 2, 3 and 4 the efficiency of our method is about 25. Even though we have obtained such evaluation, it is well to note that the used values for D_{Tr} , D_{Im} , t_{Tr} and t_{Im} are all obtained by the developed codes and therefore the Eq. 1 can be considered as an integral evaluation of the efficiency which is therefore not a detailed evaluation, i.e., do not allows to evaluate the efficiency in each point of the given distributions. This reason, was our principal motivation to make a detailed theoretical investigations concerning the efficiency and the modeling errors.

THEORETICAL ANALYSIS

To make more clear the notations used in this paragraph, let us introduce some definition which will be used later and make a short mathematical review of the methods used to evaluate the error of Monte Carlo method.

Let us consider that x is the quantity we have to calculate during our Monte Carlo simulation.

Let us consider for calculations N histories.

Split the N histories into n statistical batches of N/n histories each. The calculated quantity for each of these batches is called x_i . The mean value of the quantity x can be written as

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (2)$$

The estimation of the variance associated with the distribution of the x_i is:

$$s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i^2 - \bar{x}^2) \quad (3)$$

The estimation of the variance of $\bar{x}$ is the standard variance of the mean:

$$s_{\bar{x}}^2 = \frac{s_x^2}{n} \quad (4)$$

This expression illustrates the error in $\bar{x}$ that we are seeking; in such manner the final Monte Carlo results can be described by using

$$x = \bar{x} \pm s_{\bar{x}} \quad (5)$$

Now, in order to be more nearby to the aims of this work, we will try make a theoretical evaluation of errors in the case when considering the traditional Monte Carlo method and the trajectory translation method, which can give us an idea about the theoretical efficiency of our method.

Let us begin by considering the charge-deposition distribution due to secondary electrons in homogeneous thin slab. An advantage of the evaluation of error concerning this characteristic is the fact that the event registration is quasi-binary (-1,0,1) for the traditional Monte Carlo method and binary (0,1) as it has been indicated in [1] for the trajectory translation method. Let us consider an interval Δx inside the slab where the particles are produced. In the case of the traditional Monte Carlo method, we remind that the value 1 is assigned to the interval Δx when the particle is produced in Δx and its track-end is outside Δx ; the value 0 is assigned to the interval Δx when the particle is produced in Δx and its track-end is also inside Δx ; the value -1 is assigned to the interval Δx when the particle is not produced in Δx but its track-end is inside Δx .

For the future mathematical calculation we will introduce the following notations: P the probability of the event registration, i.e. one of the three cited above cases, P_{+1} the probability that the event +1 happens, P_{-1} is the probability that the event -1 happens, P_0 is the probability that the event 0 happens.

In our calculation we consider a depth bin Δx in such manner that the probability P_0 becomes negligible. In this case the probability of event registration is:

$$P = P_{+1} + P_{-1} \quad (6)$$

Also basing on Eq.3 and the relation between the probability P and the event registration, the estimation of the variance associated with the charge-deposition distribution can be written as:

$$s^2 = P(1-P) \quad (7)$$

from the Eq.4 it can be deduced that the relative error of the obtained results, can be expressed as follows:

$$\delta = \frac{\sqrt{P(1-P)}}{P \sqrt{N}} \quad (8)$$

where N is the considered particle histories, and P^* is defined as

$$P^* = P_{+1} - P_{-1} \quad (9)$$

The notation of P^* is introduced to express the not compensated charge-deposition density. we will use later the notation introduced for describing the charge-deposition distribution, which are $Q(x)$ the charge-deposition density at point x , Q_0 is the density of produced electrons at each point or what is also called the intensity of particle sources. Using these notations and the fact that P_{+1} is the probability of secondary electron production in Δx inside a slab with thickness h , this probability can be written as

$$P_{+1} = \frac{\Delta x}{h} \quad (10)$$

$$P^* = \frac{Q(x)}{Q_0} \frac{\Delta x}{h} \quad (11)$$

Using Eqs. 9-11, we can write

$$P_{-1} = \frac{\Delta x}{h} \left(1 - \frac{Q(x)}{Q_0} \right) \quad (12)$$

Hence, from the relation between P , P_{+1} and P_{-1} expressed in Eq.6, we obtain:

$$P = \frac{\Delta x}{h} \left(2 - \frac{Q(x)}{Q_0} \right) \quad (13)$$

Basing on all these definition and on the supposition that $P \ll 1$ which is a consequence of $(\Delta x \ll h)$, the relative error of results for the traditional Monte Carlo method can be written as follows:

$$\delta_{lm} = \sqrt{\frac{1}{N}} \sqrt{\frac{\left(2 - \frac{Q(x)}{Q_0} \right)^2}{\frac{\Delta x}{h} \left(\frac{Q(x)}{Q_0} \right)^2}} \quad (14)$$

Here below, the same procedure is made for the trajectory translation metode. For that, we will conserve all previous notations make for the traditional Monte Carlo method, the only difference is the fact that for the trajectory translation method there is a binary system of event registration explained in detail in [1]. In other words, when the particle trajectory cross the surface of slab the event indicator takes the value 1, and 0 when this condition is not satisfied. So, let P be the probability that the particle trajectory crossed the slab surface. As for the traditional method the variance associated with the charge-deposition distribution is

$$s^2 = P(1-P) \quad (15)$$

Also, because of the relation between the particles leaving slab and the charge-deposition density, P can be defined as:

$$P = \frac{Q(x)}{Q_0} \quad (16)$$

This induce that the relative error of the trajectory translation method can be written then as follows:

$$\delta_{Tr} = \frac{1}{P} \sqrt{\frac{P(1-P)}{N}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{Q_0 - Q(x)}{Q(x)}} \quad (17)$$

To verify the developed Eqs. 14 and 17 about the relative errors of both methods and the made suppositions, comparisons between the results obtained by these equations and those obtained by Eqs.3, 4 for different coordinates are made. Example of this comparison is provided in Table 2; for calculations $4 \cdot 10^4$ particle histories have been considered.

Table 2. Theoretical and numerical relative errors of the trajectory translation method and traditional method

$x, \text{mg/cm}^2$	0.3	0.45	0.6	1.05	1.2	1.35	1.5
$\delta_{Tr}(\text{theo.})$	1.744e-2	1.993e-2	2.142e-2	2.114e-2	1.920e-2	1.516e-2	2.741e-3
$\delta_{Tr}(\text{num.})$	1.745e-2	1.994e-2	2.147e-2	2.116e-2	1.923e-2	1.519e-2	2.743e-3
$\delta_{lm}(\text{theo.})$	1.159e-1	1.558e-1	1.965e-1	1.438e-1	1.263e-1	7.999e-2	5.759e-2
$\delta_{lm}(\text{num.})$	1.155e-1	1.525e-1	1.913e-1	1.439e-1	1.271e-1	8.174e-2	5.315e-2

As it can be seen from table 2, the results obtained by Eq.14 and 17 show a good agreements with the results obtained by the Monte Carlo results expressed by Eqs. 3 and 4. To evaluate the efficiency of our method, let us calculate the ratio of the relative errors of the trajectory translation method and the traditional Monte Carlo method. That is to say

$$\frac{\delta_{lm}}{\delta_{Tr}} = \sqrt{\frac{H}{\Delta x}} \sqrt{\frac{Q_0}{Q(x)}} \sqrt{\frac{\left(2 - \frac{Q(x)}{Q_0} \right)^2}{\left(1 - \frac{Q(x)}{Q_0} \right)}} \quad (18)$$

Interesting remarks can be made from the Eq.18, first is that this ratio increases near the surfaces when the value of the normalized charge-deposition density becomes near the value 1 and inside the slabs where the value of the charge-deposition density is minimal. Form this equation it can be also essay deduced that the ratio of both errors has two minimums inside the slab, which are located at coordinates $x_1=0.09\text{mg/cm}^2$ and $x_2=1.45\text{mg/cm}^2$. To illustrate these facts an example is provided below for a carbon slab.

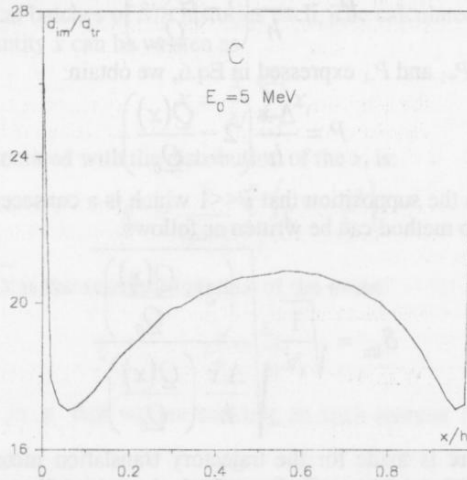


Figure 5. The ratio of the relative errors obtained by the trajectory translation and the traditional method. The considered slab is made of carbon with thickness 1.5 mg/cm^2 and irradiated by 5 MeV electron beam.

It is well to note that the found minimums correspond to a value of normalized charge-deposition density about 0.6, in these minimums there is the less effectiveness of our method in comparing with the traditional Monte Carlo method.

PRACTICAL EVALUATION

One of the principal goals of this part is to obtain a direct and without making any extended computations a tolerated evaluations about the modeling errors related to the charge-deposition distribution. For this purpose we consider the already developed approximation of this characteristic [7].

Let us remind that in our previous work [7], the charge-deposition distribution has been described well enough by the following formula:

$$Q_h(x) = Q_L(x) + Q_R(h-x) - \frac{Q_L(x)Q_R(h-x)}{Q_0} \quad (19)$$

where x is the depth in the slab of thickness h , $Q_L(x)$ and $Q_R(x)$ are the charge-deposition densities in the left and right model- semi-infinite media, and Q_0 is the intensity of secondary electron sources for the given slab material and incident electron energy. We mean by model- semi-infinite medium an idealized semi-infinite domain in which the secondary electrons are produced uniformly. The two model- semi-infinite media are obtained by dividing an infinite homogeneous medium into two parts, and the direction of the axis X is taken from the interface to the depth of each medium. The charge-deposition densities $Q_i(x)$ ($i=L$ and R) can be computed by the following expression:

$$\frac{Q_i(x)}{Q_0} = \frac{\alpha_i}{(\alpha_i^{1/\gamma_i} + x^*)^{\gamma_i}} \quad (20)$$

where $x^*=x/H^*$ is a dimensionless depth in the semi-infinite medium. The choice of the value H^* is arbitrary and it defines the depth unit in the semi-infinite medium, being assumed here 50 mg/cm^2 . This value corresponds to the maximum slab thickness considered in this paper. The parameters α_i and γ_i are given by:

$$\alpha_L = 0.016; \gamma_L = 0.61 \quad (21)$$

$$\alpha_R = 0.013; \gamma_R = 0.49Z^{0.063} \quad (22)$$

In such way, to obtain a direct expert evaluation of the relative errors of the trajectory translation method without making any extended computations, we combine Eqs 17 and 19-22. A comparison between the results obtained by means of the developed evaluation and those obtained by Monte Carlo calculations is illustrated in figures 6, 7 and 8.

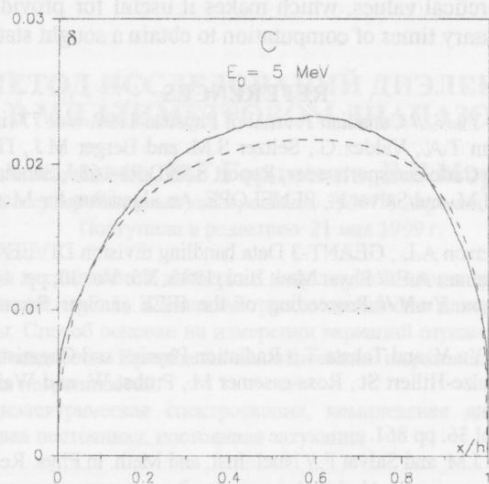


Figure 6. The relative error associated with the charge-deposition distribution in carbon slabs, solid lines, represent the computations made by using Eq. 17, dashed lines represent the practical evaluation (combination of Eqs. 17 and 19-22). The slab thickness is 1.5 mg/cm^2 and is irradiated by 5 MeV electron beam. In both expressions $4 \cdot 10^4$ particle histories.

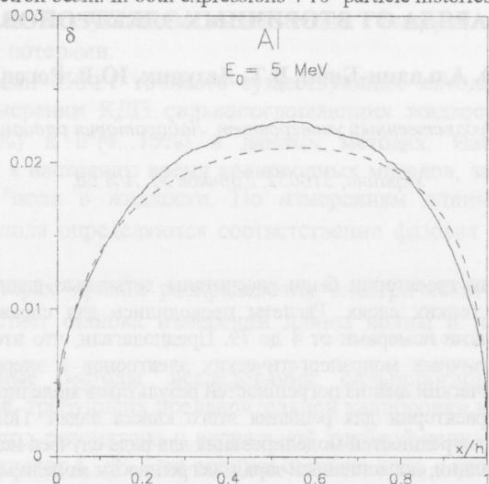


Figure 7. The relative error associated with the charge-deposition distribution in aluminum slabs, solid lines, represent the computations made by using Eq. 17, dashed lines represent the practical evaluation (combination of Eqs. 17 and 19-22). The slab thickness is 1.5 mg/cm^2 and is irradiated by 5 MeV electron beam. In both expressions $4 \cdot 10^4$ particle histories.

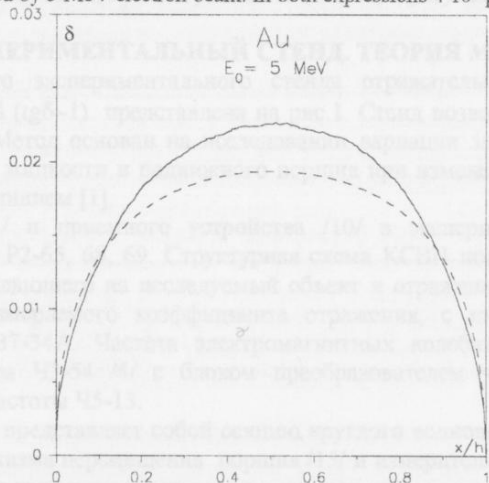


Figure 8. The relative error associated with the charge-deposition distribution in gold slabs, solid lines, represent the computations made by using Eq. 17, dashed lines represent the practical evaluation (combination of Eqs. 17 and 19-22). The slab thickness is 1.5 mg/cm^2 and is irradiated by 5 MeV electron beam. In both expressions $4 \cdot 10^4$ particle histories.

One of the important facts that can be noted from these figures is that the relative errors of our method have a maximums inside the slabs that and a minimum on the surface. The last fact make this method interesting for solving problems related with multi-layer systems, when the interface zone play an important role. Also, the developed partial

evaluation fit well enough the theoretical values, which makes it useful for providing expert estimation, and also for giving an estimation about the necessary times of computation to obtain a sought statistical deviation.

REFERENCES

- 1 Alouani-Bibi F., Lazurik V.T., Rogov Yu.V. // Canadian Journal of Physics. 1999. Vol 77 (in press).
- 2 Halbleib J.A., Kensek R.P., Mehlhorn T.A., Valdez G., Seltzer S.M. and Berger M.J., ITS Version 3.0, The integrated TIGER series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes, Report SAND 91-1634, Sandia Nat. Labs., 1992/ Reprinted, 1994.
- 3 Baro J., Sempau J., Fernandez-Varea J.M. and Salvat F., PENELOPE, An algorithm for Monte Carlo simulation of electron-photon showers.
- 4 Brun R., Bruyant F., Maire M., McPherson A.L., GEANT-3 Data handling division DD/EE/84-1, CERN 1987.
- 5 Bielawski A.F., Rodger D.W.O. and Nahum A.E.// Phys. Med. Biol. 1985. N6. Vol 30, pp. 419-427.
- 6 Alouani-Bibi F., Lazurik V.T., Rogov Yu.V.// Proceeding of the IEEE nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, 1996.
- 7 Alouani-Bibi F., Lazurik V.T., Rogov Yu.V. and Tabata T.// Radiation Physics and Chemistry (under review).
- 8 Reimer L., Zepke U., Moesch J., Schulze-Hillert St., Ross-essemer M., Probst W. and Weiner E. EEL Spectroscopy (Carl Zeiss, Oberkochen) 1992.
- 9 Andreo P.// Phys. Med. Biol. 1991. Vol 36. pp 861.
- 10 Baro J., Sempau J., Fernandez-Varea J.M. and Salvat F.// Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B. 1995. Vol. 100, pp 31-46.

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЗАРЯДА ОТ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ.

Ф. Альвани-Биби, В.Т. Лазурик, Ю.В. Рогов.

Харьковский государственный университет, Лаборатория радиационной физики,

Украина, 310052, Харьков 52, А/Я 60.

С использованием метода трансляции траектории были рассчитаны детальные данные о распределении поглощенного заряда от вторичных электронов в тонких слоях. Расчеты проводились для слоев с толщиной от 5 до 50 mg/cm² выполненных из материалов с атомными номерами от 4 до 79. Предполагали, что вторичные электроны образуются при прохождении через слой пучка первичных моноэнергетических электронов с энергией от 1 до 10 МэВ. На основе полученных данных проведен теоретический анализ погрешностей результатов моделирования и определена эффективность использования метода трансляции траектории для решения этого класса задач. Получены простые формулы которые позволяют делать экспертные оценки погрешностей моделирования для ряда случаев используемых в практике.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: метод трансляции, поглощенный заряд, погрешности моделирования, эффективность, имитация.

УДК 537.868.3,

ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

А.А.Ашеко, В.Г.Гордиенко, В.В.Мороз

Харьковский государственный университет, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4,

Поступила в редакцию 21 мая 1999 г.

Описан прецизионный метод исследований дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) сильнопоглощающих жидкостей ($\text{tg}\delta \geq 1$) в миллиметровом диапазоне длин волн в интервале температур существования жидкой фазы. Способ основан на измерении вариаций отраженной мощности при изменении толщины слоя исследуемой жидкости. Приведены аналитические выражения для расчета значений ϵ' и ϵ'' . Выполнен анализ возможных погрешностей.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: диэлектрическая спектроскопия, комплексная диэлектрическая проницаемость, дипольная релаксация, фазовая постоянная, постоянная затухания

Измерения КДП $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ жидких систем с большими ($\epsilon''/\epsilon' \geq 1$), средними и малыми потерями ($\epsilon''/\epsilon' < 5 \times 10^{-2}$) в СВЧ диапазоне электромагнитных волн проводятся волноводными и резонансными методами. К широко применяемым волноводным методам относятся метод замыкания и холостого хода, метод вариации толщины слоя жидкости, балансные методы. Все указанные выше методы с высокой точностью позволяют определить ϵ' и ϵ'' для жидкостей со средними потерями.

Для объектов со значениями $\epsilon''/\epsilon' \geq 1$ точность существующих методов измерения КДП резко падает. Возникающие ошибки при измерении КДП сильнопоглощающих жидкостей заложены непосредственно в принципах измерений ϵ' (2...3%) и ϵ'' (4...10%) в данных методах. Например, определение ϵ' и ϵ'' с использованием существующих в настоящее время волноводных методов, заключается в исследовании кривой распределения электрического поля в жидкости. По измерениям длины волны в жидкости и глубины последовательных минимумов поля определяются соответственно фазовая постоянная $\beta = 2\pi/\lambda_{\text{ж}}$ и постоянная затухания $\alpha = \lg(|P_1|/|P_2|)/\lambda_{\text{ж}}$.

Однако, при больших потерях кривая распределения электрического поля в минимумах становится пологой, в связи с чем возрастает ошибка измерений длины волны и постоянных α и β в исследуемой жидкости.

Существующие резонансные методы исследования сильнопоглощающих жидкостей связаны с применением волноводных узлов, требующих предварительной калибровки их рабочих характеристик.

Рассмотрим, например, метод резонатора с аксиальной трубкой-капилляром. Погрешность для ϵ' и ϵ'' измеренных этим методом, составляет 4...%. Эти ошибки связаны либо с неопределенностью в геометрических размерах трубки, либо, если исключить последнее методом калибровки, с самой калибровкой. Калибровка трубки капилляра производится с помощью объектов с известными диэлектрическими параметрами, что, как правило, вносит дополнительно значительную погрешность (3...4%) в результаты измерений.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД. ТЕОРИЯ МЕТОДА

Блок-схема разработанного экспериментального стенда отражательного типа для измерения КДП сильнопоглощающих жидкостей ($\text{tg}\delta \sim 1$) представлена на рис.1. Стенд позволяет проводить измерения КДП в диапазоне частот 35...75 ГГц. Метод основан на исследовании вариации значений коэффициента отражения СВЧ-мощности от поверхности жидкости и подвижного поршня при изменении толщины жидкости между ее отражающей поверхностью и поршнем [1].

В качестве генератора /1/ и приемного устройства /10/ в экспериментальном стенде использован измеритель КСВН панорамный Р2-65, 68, 69. Структурная схема КСВН построена на принципе раздельного выделения и детектирования падающего на исследуемый объект и отраженного СВЧ-сигналов. Напряжение, пропорциональное квадрату измеряемого коэффициента отражения, с индикатора КСВН /10/ снимается цифровым вольтметром /11/ В7-34А. Частота электромагнитных колебаний контролируется с помощью электронносчетного частотомера ЧЗ-54 /4/ с блоком преобразователем частоты ЯЗЧ-87. В схеме также используется преобразователь частоты ЧЗ-13.

Измерительная ячейка /14/ представляет собой секцию круглого волновода в термостатирующей рубашке /18/ с деталями крепления механизма перемещения поршня /15/ и измерителя длины /16/. Внутренний диаметр волновода выбран так, чтобы в отсутствии диэлектрика в нем могла распространяться волна типа H_{01} . С одной стороны измерительная ячейка ограничена полуволновой диэлектрической втулкой /13/, с другой – подвижным отражательным поршнем /15/. Подвижный поршень бесконтактного типа позволяет варьировать толщину слоя исследуемой жидкости. Перемещение поршня контролируется измерителем длины /16/.

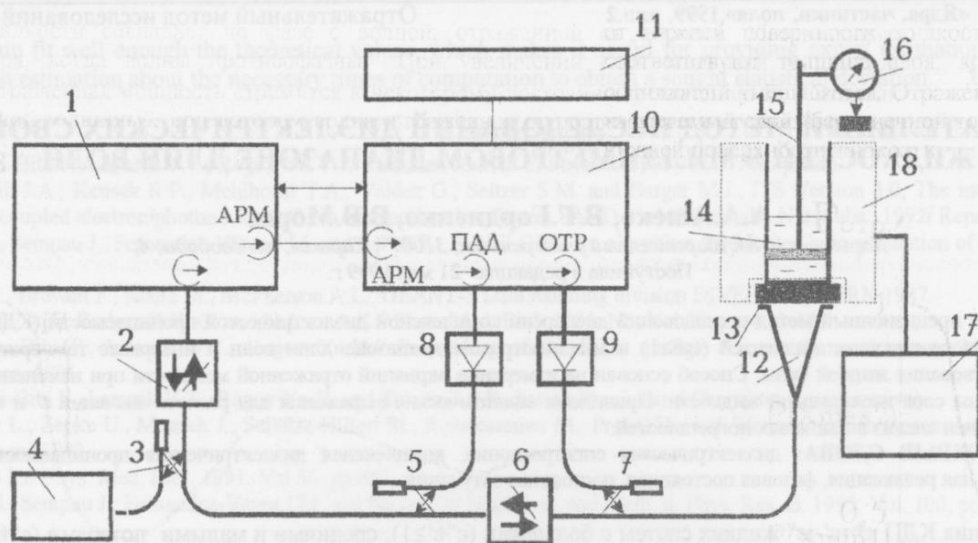


Рис.1. Блок-схема экспериментального стенда

Рабочая частота

35.5 ГГц

50 ГГц

75 ГГц

Диаметр ячейки

14 мм

10 мм

6 мм

Длина ячейки

25 мм

20 мм

15 мм

Характерной особенностью волны H_{01} является то, что все линии электрического поля замкнуты и представляют собой окружности. Кольцевое электрическое поле имеет вихревое происхождение и вызывается переменным магнитным полем, идущим вдоль оси волновода. Поверхностные токи по стенкам также являются кольцевыми и не имеют продольной составляющей. Указанное обстоятельство дает возможность осуществлять бесконтактное перемещение поршня, удовлетворяется условие малых потерь при отражении, сохранение их постоянного значения при перемещении поршня вдоль оси.

Возможность бесконтактного соединения волноводных секций позволила использовать механическое закрепление диэлектрической втулки. В качестве материала втулки выбран фторопласт. Фторопласт имеет малые диэлектрические потери, химически инертен по отношению к исследуемым жидкостям, его пластичность позволяет осуществить герметичность соединительного узла. Толщина втулки равна половине длины волны в данном материале, что практически исключает влияние втулки на коэффициент отражения от нижнего слоя жидкости.

Разделение круглого волновода измерительной ячейки и трансформатора типов волн плоскопараллельной диэлектрической пластиной служит одновременно фильтром для других типов волн. Продольные поверхностные токи в месте крепления пластины разрываются, в то время как кольцевые токи H_{01} -волны остаются невозмущенными.

Трансформатор типов волн [12], преобразующий волну основного типа прямоугольного волновода H_{10} в волну H_{01} круглого волновода, представляет собой волновод с плавно изменяющимися конфигурацией сечения и типом возбуждаемой волны. Для полосы частот 35.2...75.8 ГГц суммарные потери (омические потери и потери на преобразование в паразитные волны) в данном трансформаторе не выше 0.2 дБ, КСВН не превышает 1.1.

СВЧ-сигнал от генератора (рис.1) через ферритовые вентили, направленные ответвители падающей и отраженной волны, трансформатор типов волн поступает в измерительную ячейку. При "нулевом" слое жидкости, когда поршень находится в исходном положении (лежит на диэлектрической втулке), с помощью калибровки добиваемся равенства мощности отраженной волны от поршня и мощности падающей волны. Влияние фторопластовой втулки на измеряемый коэффициент отражения, как выше отмечено, в пределах ошибок опыта пренебрежимо мало, поэтому в дальнейшем будем рассматривать отражение от поршня и нижней границы жидкости.

В первом приближении, если пренебречь влиянием многократных отражений, отраженная СВЧ-мощность представляет собой суперпозицию двух волн. Часть падающей волны отражается от нижней поверхности жидкости, вторая – прошедшая, отражается от поршня и интерферирует с отраженной от нижнего слоя. Для суммарной отраженной мощности и, соответственно, коэффициента отражения по мощности в зависимости от толщины слоя жидкости наблюдается интерференционная картина (рис.2). Максимальные значения отраженной мощности (коэффициента отражения) соответствуют толщине слоя, при котором отраженная волна

от нижней поверхности жидкости совпадает по фазе с волной, отраженной от поршня. Минимальные соответствуют толщине слоя, когда волны противофазны. При увеличении слоя жидкости амплитуда осцилляций уменьшается. Отраженная мощность стремится к некоторому постоянному значению E_{∞} . Это, так называемый слой «бесконечной толщины», при котором волна, отраженная от поршня, затухает, не доходя до нижней поверхности жидкости.

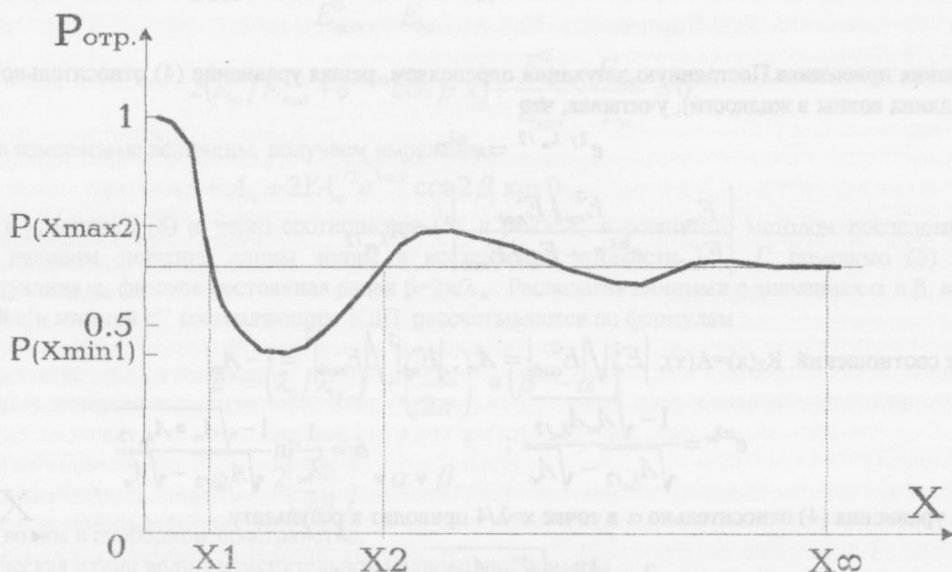


Рис. 2. Зависимость отраженной мощности от толщины слоя жидкости

Выражение для коэффициента отражения по мощности в принятом приближении имеет вид:

$$R_{\Sigma} = \frac{(E_{\infty} + E_{np}/E_{nad} \times E_{np} \times e^{-2\gamma x})^2}{E_{nad}^2} =$$

$$= E_{\infty}^2/E_{nad}^2 + 2E_{\infty}/E_{nad} \times E_{np}^2/E_{nad}^2 \times e^{-2\alpha x} \cos 2\beta x + E_{np}^4/E_{nad}^4 \times e^{-4\alpha x}$$
(1)

где E_x - амплитуда электрического поля волны, отраженной от нижнего слоя жидкости;

E_{np} - амплитуда электрического поля волны, прошедшей через границу воздух-жидкость;

E_{nad} - амплитуда электрического поля падающей волны;

$E_{np}/E_{nad} = \tau$ коэффициент прохождения на границе воздух-жидкость;

$E_{\infty}/E_{nad} = r$ коэффициент отражения на границе воздух-жидкость;

$\gamma = \alpha + i\beta$ - постоянная распространения электромагнитной волны в жидкости,

α и β - соответственно, постоянная затухания и фазовая постоянная в жидкости;

x - толщина слоя жидкости.

Выполненные нами исследования показали, что волна частично отраженная на границе жидкость-воздух, не затухает в жидкости (как предполагается в соотношении (1)), а многократно отразившись от поршня и границы жидкость-воздух, принимает участие в интерференции отраженных волн. С учетом многократных отражений выражение для отраженной мощности приобретает вид

$$|E_{\Sigma}|^2 = |E_{\infty} + \tau E_{np} e^{-2\gamma x} - r\tau E_{np} e^{-4\gamma x} + r^2\tau E_{np} e^{-6\gamma x} - r^3\tau E_{np} e^{-8\gamma x} + \dots|^2 =$$

$$= |E_{\infty} + \tau E_{np} e^{-2\gamma x} [1 - re^{-2\gamma x} + r^2 e^{-4\gamma x} - r^3 e^{-6\gamma x} + \dots]|^2$$
(2)

Множитель в квадратных скобках в (2) представляет собой сходящийся степенной ряд ($x > 0$):

$$\sum_{k=0}^{\infty} a^k = \frac{1}{1-a}, \text{ где } |a| = |-re^{-2\gamma x}| < 1, \text{ следовательно}$$

$$|E_{\Sigma}|^2 = \left| E_{\infty} + \frac{\tau E_{np} e^{-2\gamma x}}{1 + re^{-2\gamma x}} \right|^2 = \left| E_{\infty} + \frac{\tau E_{np}}{r + e^{2\gamma x}} \right|^2$$
(3)

Подставив (3) в (1), получаем

$$R_{\Sigma} = \frac{\left| E_{\infty} + \frac{\tau E_{np}}{e^{2\gamma x} + r} \right|^2}{|E_{nad}|^2} = \frac{\left| E_{\infty} + \frac{E_{np}^2 / E_{nad}^2}{e^{2\gamma x} + E_{\infty} / E_{nad}} \right|^2}{|E_{nad}|^2} = A \quad (4)$$

где A – показания приемника. Постоянную затухания определяем, решая уравнение (4) относительно α в точке $x = \lambda_{ж}/2$; ($\lambda_{ж}$ – длина волны в жидкости), учитывая, что

$$e^{2\gamma \lambda_{ж}/2} = e^{\alpha \lambda_{ж}},$$

получаем

$$\left| \frac{E_{\infty}}{E_{nad}} + \frac{E_{np}^2 / E_{nad}^2}{e^{\alpha \lambda_{ж}} + E_{\infty} / E_{nad}} \right|^2 = A_{\lambda_{ж}/2}$$

С учетом соотношений: $R_{\Sigma}(x) = A(x)$; $|E_{\infty}|^2 / |E_{nad}|^2 = A_{\infty}$; $|E_{np}|^2 / |E_{nad}|^2 = 1 - A_{\infty}$

$$e^{\alpha \lambda_{ж}} = \frac{1 - \sqrt{A_{\infty} A_{\lambda_{ж}/2}}}{\sqrt{A_{\lambda_{ж}/2}} - \sqrt{A_{\infty}}}, \quad \alpha = \frac{1}{\lambda_{ж}} \ln \frac{1 - \sqrt{A_{\infty} \cdot A_{\lambda_{ж}/2}}}{\sqrt{A_{\lambda_{ж}/2}} - \sqrt{A_{\infty}}} \quad (5)$$

Решение уравнения (4) относительно α в точке $x = \lambda/4$ приводит к результату

$$\alpha = \frac{2}{\lambda_{ж}} \ln \frac{1 - \sqrt{A_{\infty} \cdot A_{\lambda_{ж}/4}}}{\sqrt{A_{\infty}} - \sqrt{A_{\lambda_{ж}/4}}} \quad (6)$$

При исследовании жидкостей с большими потерями ($\text{tg} \delta \sim 1$) кривая распределения отраженной мощности в минимумах и максимумах (рис.2) становится полой. В малой окрестности точек $x_{\text{min}} = n\lambda/4$ и $x_{\text{max}} = n\lambda/2$ ($n=1,2,\dots$) показания приемника не меняются, в связи с чем возрастает ошибка в измерении длины волны $\lambda_{ж}$ и постоянных α и β в исследуемой жидкости. Отмеченный источник ошибок имеет место практически во всех существующих методах измерения КДП сильнопоглощающих жидкостей [2-5]. В предлагаемом нами методе длина волны исследуемой жидкости определяется с помощью измерений в точках $x_1, x_2, \dots$ (рис.2), находящихся по фронту нарастания отраженной мощности, что позволило устранить источник значительных ошибок, связанных с неопределенностями показаний в точках экстремума.

В точках $x_1, x_2, \dots$ отраженная мощность (см.рис.2) равна мощности, отраженной от “бесконечного” слоя

$$\left| E_{\infty} + \frac{E_{np}^2 / E_{nad}^2}{e^{2\gamma x_n} + E_{\infty} / E_{nad}} \right|^2 = E_{\infty}^2 \quad (7)$$

Примем обозначения:

$$U = E_{np}^2 / E_{nad} \times \frac{1}{e^{2\alpha x_n} + E_{\infty} / E_{nad}} = E_{np}^2 / E_{nad} \times \frac{1}{V};$$

$$V = e^{2\gamma x_n} + E_{\infty} / E_{nad};$$

$$|E_{\infty} + U|^2 = E_{\infty}^2;$$

$$E_{\infty}^2 + (U + U^*)E_{\infty} + |U|^2 = E_{\infty}^2;$$

$$E_{\infty} \times 2 \text{Re} U + |U|^2 = 0;$$

$$E_{\infty} \times 2E_{np}^2 / E_{nad} \operatorname{Re} \frac{V^*}{|V|^2} + \left(\frac{E_{np}^2}{E_{nad}} \right)^2 \frac{1}{|V|^2} = 0;$$

$$2 \operatorname{Re} V^* + \frac{E_{np}^2}{E_{nad}^2} \times \frac{E_{nad}}{E_{\infty}} = 0;$$

$$2(E_{\infty}/E_{nad} + e^{2\alpha x} \cos \beta x) + \frac{E_{np}^2}{E_{nad}^2} \times \frac{E_{nad}}{E_{\infty}} = 0.$$

Подставив измеряемые величины, получаем выражение:

$$1 + A_{\infty} + 2YA_{\infty}^{1/2} e^{2\alpha x} \cos \beta x = 0 \quad (8)$$

Выразив в уравнении (8) α через соотношение (5), а $\beta = 2\pi/\lambda_{ж}$ и решив его методом последовательных приближений, находим значение длины волны в исследуемой жидкости $\lambda_{ж}$. С помощью (5) находим постоянную затухания α , фазовая постоянная равна $\beta = 2\pi/\lambda_{ж}$. Располагая данными о значениях α и β , величины действительной ϵ' и мнимой ϵ'' составляющих КДП рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} \epsilon' &= (\lambda_0/\lambda_{кр})^2 + \left(\frac{\lambda_0}{2\pi} \right)^2 \cdot (\beta^2 - \alpha^2), \\ \epsilon'' &= 2 \left(\frac{\lambda_0}{2\pi} \right)^2 \cdot \alpha \cdot \beta; \end{aligned} \quad (9)$$

где: λ_0 – длина волны в свободном пространстве,

$\lambda_{кр}$ – критическая длина волны измерительной волноводной камеры.

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ

Выпишем выражения для определения суммарной относительной систематической ошибки в определении ϵ' и ϵ'' , обусловленных в разработанном методе систематическими погрешностями измерителя длины и приемного устройства

$$\delta\epsilon' \approx 2 \frac{[\beta^2 \delta\lambda_{жс} + \alpha^2 (\delta\lambda_{жс} + \delta \ln f(A))]}{\beta^2 - \alpha^2},$$

$$\delta\epsilon'' \approx 2\delta\lambda_{жс} + \delta \ln f(A); \quad \text{где:}$$

$$\ln f(A) = \ln \frac{1 - \sqrt{A_{\infty} A_{\lambda_{жс}/2}}}{\sqrt{A_{\lambda_{жс}/2}} - \sqrt{A_{\infty}}}, \quad (10)$$

$$\delta \ln f(A) = \frac{1}{\ln f(A)} \cdot \frac{(\sqrt{A_{\infty} A_{\lambda_{жс}/2}} + 1) dA}{2(\sqrt{A_{\infty} A_{\lambda_{жс}/2}} - A_{\infty} A_{\lambda_{жс}/2})},$$

$$\delta\lambda_{жс} \approx |\lambda_{жс}| \cdot \frac{|\cos 2\beta x_1| dA + 4|\alpha \cos 2\beta x_1 - \beta \sin 2\beta x_1| dx + 4 \left| \frac{x_1}{\lambda_{жс}} \cos 2\beta x_1 \right| \Delta \ln f(A)}{4|2\pi \sin 2\beta x_1 - x_1 \cos 2\beta x_1| \cdot \ln f(A)}.$$

В соотношениях (10) приближенный знак равенства стоит в связи с тем, что в них опущены ошибки в определении $\lambda_{кр}$ и λ_0 , так как они составляют порядка 0.01...0.001% и не оказывают влияния на точность измерений. Измерения толщины слоя жидкости в экспериментальном стенде выполнялись с помощью индикаторной микрометрической головки фирмы MITUTOYO с абсолютной погрешностью $\Delta x = 0.001$ мм. Абсолютная ошибка приемного устройства $\Delta A = 0.0005$ В. Вычисления, выполненные с помощью соотношений (10), показали, что относительные погрешности не превышают 0.4% и 0.5% для ϵ' и ϵ'' соответственно.

Влияние на результаты измерений отклонений от постоянного значения коэффициента отражения поршня при его перемещении вдоль оси измерительной камеры оценивались следующим образом. При перемещении поршня вдоль оси незаполненной камеры (дизлектрическая втулка и исследуемая жидкость отсутствуют) на

расстояние в 2...3 длины волны фиксировались показания приемника. Отклонения не превышали 0.1%, что не превышает случайной ошибки в измерениях.

Квадратичность закона детектирования проверялась измерениями ϵ' и ϵ'' жидкой системы в зависимости от величины падающей мощности. Измерения выполнялись при уровнях мощности падающей волны пропорциональных 1; 0.8; 0.6; 0.5. Обнаруженные отклонения также не превышали случайных ошибок.

Суммируя проанализированные возможные погрешности в предлагаемом методе, получаем, что относительные систематические ошибки измерений ϵ' и ϵ'' сильнопоглощающих жидкостей не превышают для ϵ' – 0.5% и 0.8% для ϵ'' .

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. Тенишеву А.Э. за полезные обсуждения и помощь в подготовке статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашеко А.А., Мороз В.В., Муратов В.И. Авторское свидетельство на изобретение №1789941. 1992.
2. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. –М.: Физматгиз, 1963. –483 с.
3. Ашеко А.А. Диэлектрическая радиоспектроскопия углеводородов. // Жидкие углеводороды и нефтепродукты. –Гл.7 – Изд-во МГУ, М. – 1989, с. 95-191.
4. Zaglone H., Buckmaster H. J.Phys. Appl. Phys. 1985. v.18 p.2109-2118.
5. Ашеко А.А., Шарков Е.А., Мороз В.В. Диэлектрические и радиотепловые свойства электролитных систем на частоте 9.5 ГГц. М.: ИКИ АН СССР, препринта – 1578, 1989, 40 с.

REFLECTING TECHNIQUE FOR RESEARCH OF DIELECTRIC PROPERTIES OF WATER IN MILLIMETRE BAND WAVELENGTH

A.A.Asheko,

Kharkov State University, 310077, Kharkov, Svoboda square, 4

The precise method for investigation of complex dielectric permitting dispersion of liquids with high absorbability ($\text{tg}\delta \geq 1$) in the temperature range where liquid phase exists. The method is based on the measurement of reflected power as a function of investigated liquid layer width. The analytical expressions for calculation of ϵ' and ϵ'' are proposed. The analysis of possible errors is carried out.

KEY WORDS: dielectric spectroscopy, complex dielectric permittivity, dipole relaxation, phase constant, attenuation constant.

УДК 532.5

NON-UNIFORM FIELDS IN LIQUID DIELECTRICS

A.A. Tropina

Kharkiv State University (310077 Kharkiv, Svobody sq. 4, Ukraine)

Received 1 April 1999

Electroconvection flows in liquid dielectrics placed between plane and cylindrical electrodes have been investigated. It has been assumed that ions are generated due to dissociation of an impurity and an injection of charge carriers from electrode surface. The computations of velocity field are carried out for some poorly conducting liquids. It has been shown that the main regularities of electroconvection can be described from the position of linear law of injection, when the charge density on the cathode is proportional to the intensity of an electric field.

KEY WORDS: liquid dielectrics, electric field, dissociation-injection conductivity, electrohydrodynamics, electroconvection flows.

Poorly conducting liquids (liquid dielectrics) are the liquids with conductivity $10^{-6} - 10^{-14}$ Cm/cm. These liquids are often used as work materials in the systems of thermostability, adaptive optics and trybotechnology. The mechanisms and devices which are based on their application are constructive simple and reliable due to the absence of friction elements. It is known that the application of a DC electric field may induce the motion of dielectric liquid so called electrohydrodynamic (EHD) convection, when the liquid starts from the electrodes and generates flow front, which moves to the counter electrodes. In the present paper the numerical investigation of electroconvection velocity distribution is carried out for the case of dissociation-injection conductivity of liquid dielectrics in the non-uniform electric field.

FORMULATION OF THE PROBLEM

The appearance of volume charge and accordingly, Coulomb forces in liquid dielectrics is connected with two different ionisation mechanisms [1]. Firstly, in the liquid volume two impurity ions can be formed due to dissociation of ion pairs $A^+B^- \rightarrow A^+ + B^-$ (k_d, α_p): where k_d is the kinetic rate constant of dissociation, α_p - is the kinetic rate constant of recombination. Secondly, negative ions X^- can be formed on the cathode due to reaction of electrochemical injection such as $X + e^- \rightarrow X^-$. It has been assumed moreover, that the interaction of injection and impurity ions may have occurred due to reaction $A^+ + X^- \rightarrow A + X$ (α_1), where α_1 is the kinetic rate constant of recombination of ions A^+, X^- . Generation of ion pairs A^+X^- , injection of impurity ions A^+B^- and anode injection of positive ions have been neglected.

For weak electrolytes k_d is modified by the electric field according to a relation proposed by Onzager. As for α_p, α_1 these coefficients are given by Langevin relation: $\alpha_p = 4\pi e(b_1 + b_2)/\epsilon$, $\alpha_1 = 4\pi e(b_1 + b_2)/\epsilon$, where e is the charge of an electron, ϵ is the dielectric constant, b_i ($i=1,3$) are the mobilities of ions A^+, B^-, X^- .

As impurity causing dissociation conductivity of dielectric liquids (impurity A^+B^-) water and atmospheric oxygen dissolving in the liquid can be used. As for impurity X , it can be treated as a special electron-acceptor impurity which is dissolved in the liquid for the increasing of conductivity. Taking into account non-equilibrium of dissociation-recombination processes in the bulk of electrolyte the system of equations describing the stationary EHD flow of poorly conducting liquid is [1]:

$$\rho(\vec{V} \cdot \nabla \vec{V}) = -\nabla p + \eta \Delta \vec{V} + q \vec{E}, \quad (1)$$

$$\text{div} \vec{V} = 0, \quad (2)$$

$$\text{div} \epsilon \vec{E} = 4\pi q, \quad (3)$$

$$\vec{E} = -\nabla \Phi, \quad (4)$$

$$\text{div}(b_1 n_1 \vec{E} + n_1 \vec{V}) = k_d N - \alpha_p n_1 n_2 - \alpha_1 n_1 n_3, \quad (5)$$

$$\text{div}(-b_2 n_2 \vec{E} + n_2 \vec{V}) = k_d N - \alpha_p n_1 n_2, \quad (6)$$

$$\text{div}(-b_3 n_3 \vec{E} + n_3 \vec{V}) = -\alpha_1 n_1 n_3, \quad (7)$$

$$q = e(n_1 - n_2 - n_3).$$

Here $E=U/d$ is the field strength, d is electrode spacing, U is the applied voltage, n_i ($i=1,3$) are the volume concentrations of ions A^+ ($i=1$), B^- ($i=2$), X^- ($i=3$), η is the dynamic viscosity, ρ is the mass density, Φ is the electric potential.

The diffusion term in equations (4)-(6) has been neglected. Validity of such approximation is so long as $U \gg k_B T/e \sim 0.03$ V. Boundary conditions for system (1)-(7) are:

$$\text{anode: } \Phi = 1, \quad \vec{V} = 0, \quad n_2 = 0, \quad (8)$$

$$\text{cathode: } \Phi = 0, \quad \vec{V} = 0, \quad n_1 = 0, \quad n_3 = \eta_c E. \quad (9)$$

The boundary conditions for ion concentrations have been carried out of the electrode surfaces to the bound of diffusion layers. For the case of quadratic dependence between kinetic rate constant of injection and E we have obtained the condition (9) for n_3 . It means that ions are emitted according to linear law of injection, where η_c is the injection coefficient [2]. The conditions for n_1, n_3 mean that ions are discharged so quickly that their concentrations out of an diffusion layer is approximately equal to zero. The analysis of current density j -voltage characteristics for solutions of isooctane was carried out, that allowed us to determine the coefficient η_c .

NUMERICAL RESULTS

Let us consider a dielectric liquid lying between plane and cylindrical electrodes (Fig.1). We were interested in the variation of velocity with applied voltage and the level of an injection. All the equations have been written in dimensionless units and the following set of parameters has been obtained: $RE=b_2 U/v$, $\beta_1=b_1/b_2$, $\xi=4\pi\epsilon\eta_c d/\epsilon$, $S=\eta_c v/(n_0 b_2 d)$, $\beta_2=b_3/b_2$. Parameters RE , S , ξ determine, respectively, the level of an applied voltage, the relation between injection and dissociation conductivity and the level of an injection.

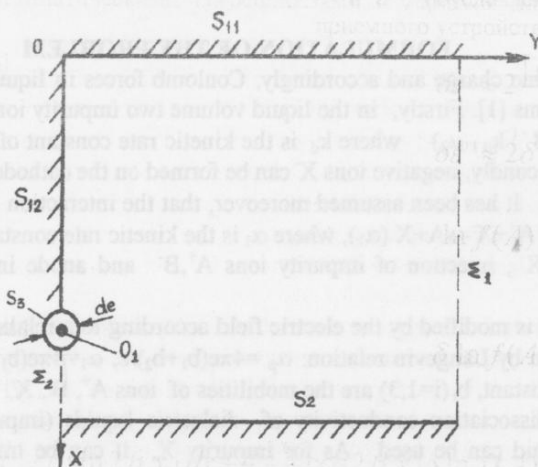


Fig.1. The computation region. S_2 - the anode surface, $S_{12} \cup S_{11}$ -the hard walls, S_3 - the cathode surface, $\Sigma_1 \cup \Sigma_2$ - the symmetry axes.

Solutions of the system (1)-(7) have been determined by the numerical integration. All physical and chemical constants such as v, ρ, b have been taken corresponding to ones for solutions of isooctane. The analysis of current density j -voltage characteristic for such impurities (which were solved in isooctane): tetraiodobromomethylene, α -leucine and butanol; have given for $E \sim 20$ kV/cm⁻¹ the following values of injection parameters: 2.5, 42.4, 8.5.

Successive over-relaxation method has been used for solving stream function, temperature and electrical potential equations. In finite-difference approximation of convection members in the equations for velocity and ions concentrations the non-symmetric differences have been used. The vortex and concentration equations have been solved by fractional step method. Polar coordinates for the region around cylindrical cathode have been used, in the rest of the region we have used Cartesian co-ordinates (Fig.1). The step of Cartesian grid had been chosen so that the cell centres of polar grid coincided with ones of Cartesian grid in the bound of these grids.

Numerical investigations have been performed for two cases, i.e. for liquid with unipolar injection conductivity and for one with dissociation-injection conductivity ($S \leq 0.08$). It should be mentioned that value $S=0.08$ corresponds to insulating liquid with conductivity $\sigma=10^{-14} \text{ (ohm cm)}^{-1}$.

Numerical results were compared with experimental data concerning EHD-convection of isooctane's solutions with impurities (which concentrations vary within the limits $10^{-3} - 10^{-4} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) in the plane-cylinder electrode system with electrode spacing $d=1.5 \text{ cm}$ and cathode diameter ranging from 0.05 cm till 0.5 cm . The calculations have shown that the flow pattern and velocity distributions for liquid with dissociation-injection conductivity (at $RE=156$, $\beta_1=\beta_3=1$, $S=0.08$) are in a good agreement with experimental data [3]. The fastest flow is reached in the solution of α -leucine in the isooctane, the slowest – in the solution of tetraiodobromoethylene in the isooctane. It is connected with different levels of surface charge formation and accordingly with different values of injection parameters.

The influence of impurity conductivity, applied voltage and mobility of ions have been investigated. It has been obtained that for low impurity conductivity ($S \sim 0.08$) the flow pattern is the one-vortex flow directed from the cathode (Fig.2). For that case neither increasing of applied voltage (parameter RE) nor increase of ion's mobility (parameters β_1, β_2) do not influence on the direction of the forming flow, only velocity values change (enhance with applied voltage increasing).

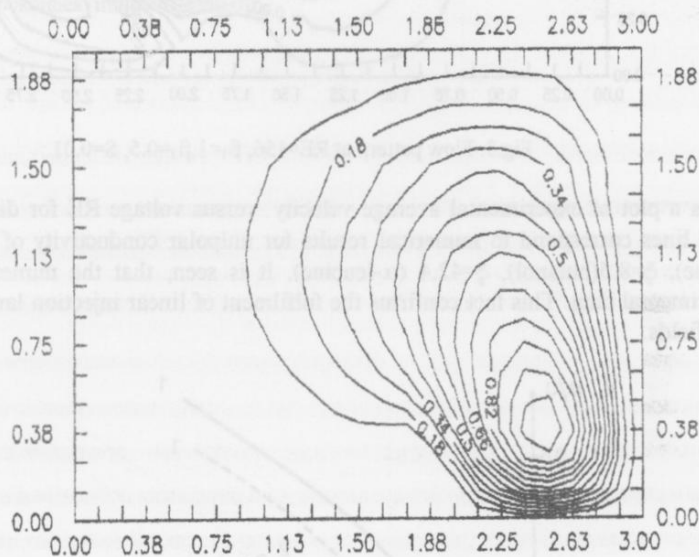


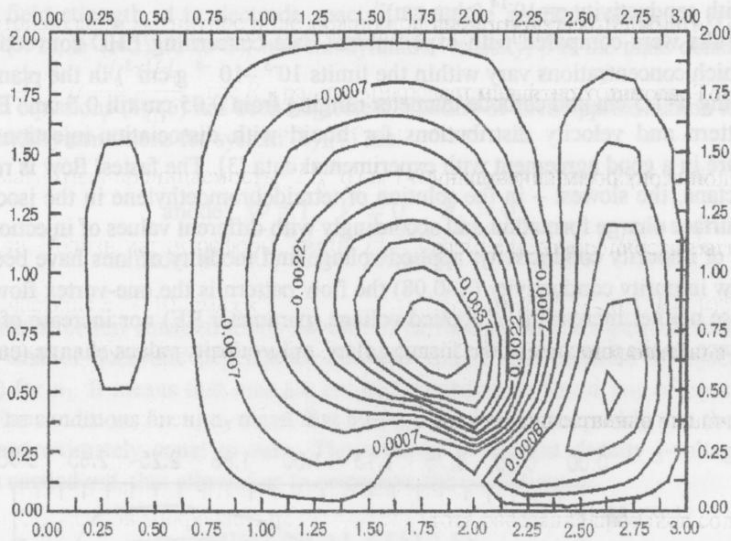
Fig.2. Flow pattern at $RE=156$, $\beta_1=\beta_3=1$, $S=0.08$.

As for electric characteristics the total electric current has been calculated which is given by
$$I' = \int_0^{2\pi} n_3 E r d\varphi.$$

Results show that at small values of RE the non-dimensional total current practically doesn't change with voltage increasing, a further current voltage increase leads to the enhance of total current. Taking into account that $I=I' \cdot I_0$, where $I_0=e n_0 E_0 d_0$ (here n_0, E_0, d_0 are the characteristic values of ion concentration, electric field intensity and electrode's diameter, accordingly) in the dimensional variables the linear current density j -voltage characteristic (at low electric intensity) and quadratic j -voltage characteristic (at high electric intensity) have been obtained. It is well known that such form of current density versus voltage dependence is often observed in experiments for different poorly conducting liquids.

In decreasing the parameter S (increasing the impurity conductivity) for case of small injection ion mobility the two-vortex flow is formed (Fig.3). It should be noted that the dimensions of formed vortex are increased with parameter β_3 decreasing. This effect is connected with decreasing of injection ion mobility, when the dimensions of region occupied by ions A^+ increase. Analogous effect takes place for another dielectric liquid such as transformer oil with iodine [1]. As for velocity field it should be noted that the fluid velocity is maximum for case of unipolar injection conductivity of liquid dielectrics (at $n_1=n_2=0$). As the impurity conductivity increases the velocity values decrease. It can be concluded that the main reason causing the electroconvection flows in liquid dielectrics is the surface charge formation, when the solved electron-acceptor impurities intensify the surface reaction rates and the injection charge density on the electrodes increases, this effect causes the increase of electroconvection velocity. So the volume

mechanism of charge formation plays the secondary role in the processes of electroconvection flow formation, its influence is important for the case of low electric field intensity.



REFERENCES

1. Zhakin A.I. // Izvestija Akademii Nauk SSSR. Mekhanika Zhidkosti i Gasa. 1986. V.4. P. 3.
2. Zhakin A.I., Tropina A.A. // Proceedings of Fifth International Conference of Fluid Mechanics, Cairo, Egypt. 1995. P. 857.
3. Stishkov Ya.A., Ostapenko A.A. // "Electrohidrodinamicheskie techeniya v zhidkix dielektrikah, Leningrad: LGU, 1989.
4. Haque M.F., Mshelia E.D., Siquids Araj. // J.Physics.D. 1992. V.25, P. 740.

НЕОДНОРОДНЫЕ ПОЛЯ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

А.А.Тропина

*Харьковский государственный университет
(310077 Харьков, пл. Свободы 4, Украина)*

Исследуются электроконвективные течения в жидком диэлектрике, помещенном между цилиндрическим и плоским электродами. Предполагается, что ионы генерируются в результате диссоциации примеси и инъекции зарядов с поверхности электрода. Выполнены расчеты поля скоростей для ряда слабопроводящих жидкостей. Показано, что основные свойства электроконвекции могут быть объяснены с позиций линейного закона инъекции, когда плотность заряда на катоде пропорциональна напряженности электрического поля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: жидкий диэлектрик, электрическое поле, диссоционно-инжекционная проводимость, электрогидродинамика, электроконвективные течения.

УДК 530.1

ДИНАМИКА АСТРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В КОСМОСЕ

В.Г. Кириченко

Харьковский госуниверситет, г. Харьков, пл. Свободы, 4, Украина

Поступила в редакцию 11 мая 1999г.

На основе расчетов ускорения астрозольных частиц космосе и сравнения с наблюдательными и экспериментальными данными показано, что наиболее эффективно взаимодействие микрочастиц с солнечным ветром.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА : астрозоли, солнечный ветер, магнитосфера, диамагнетик.

Исследование процессов взаимодействия свободных микрочастиц с магнитным полем Земли, солнечным фотонным излучением, солнечным ветром и плазменными полями в условиях достаточно слабого воздействия гравитационных полей интересно в связи с разработкой теоретических моделей и практическими аспектами создания астрозольных облаков. Создание астрозольных облаков в космическом пространстве не ограничивается повышением наблюдательных возможностей при совершенствовании известных методов космических измерений [1], но может иметь практическое и технологическое значение. В частности, это касается разрабатываемой новой концепции захоронения радиоактивных отходов (РАО) в космосе и способа удаления РАО в космос [2]. При этом предлагается создание искусственных астрозольных облаков, состоящих из мелкодисперсных диамагнитных частиц компактированных РАО, которые безвозвратно удаляются к границам солнечной системы под влиянием излучения Солнца. Поэтому необходимо определение факторов и параметров взаимодействия мелкодисперсных частиц с магнитными и электрическими полями в околоземном космосе.

Рассмотрим негравитационные силы, действующие на систему диамагнитных микрочастиц сферической формы, моделирующих астрозоли искусственного происхождения. Для удобства анализа влияния солнечного ветра перейдем в систему покоя диамагнитной сферической частицы. В этом случае частицы солнечного ветра (электроны и протоны) будем рассматривать как плазменную среду, способствующую ускорению, или торможению микрочастиц.

Давление солнечного фотонного излучения на микрочастицу сообщает ускорение: $a_L \cong \frac{(1+\zeta)SI_L}{cM}$,

где ζ - средний коэффициент отражения, c - скорость света, I_L - плотность потока мощности солнечного излучения, S - площадь сечения, M - масса микрочастицы. Если положить, что $S \cong 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2$, $M \cong 6 \cdot 10^{-11} \text{ г}$, а расстояние до Солнца считать равным астрономической единице ($I_L \cong 6 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$), то величина приобретаемого ускорения оказывается порядка $a_L \cong 2 \cdot 10^{-2} \text{ см/сек}^2$.

Солнечный корпускулярный ветер придает частице ускорение $a_S = \frac{nmSv_s^2}{M}$, где n - концентрация протонов в солнечном ветре, масса которых m , а средняя скорость v_s . Для характерных параметров солнечного ветра $n = 10 \text{ см}^{-3}$, $v_s = (4+5) \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, $m = 1,6 \cdot 10^{-24} \text{ г}$, имеем оценку величины ускорения, вызванного корпускулярным давлением солнечного ветра $a_S \cong 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ см/сек}^2$.

Так как, диамагнитные частицы на начальном этапе формирования астрозольного облака будут находиться в магнитном поле Земли, необходимо оценить величину ускорения, вызванного неоднородностью магнитного поля $H_0(r)$ вблизи магнитопаузы. В этой области магнитное поле можно приближенно представить полем магнитного диполя. Тогда ускорение $a_H \cong \frac{R}{h} \mu \frac{H_0}{\rho} \frac{dH_0}{dr}$, где R - радиус микрочастицы, h - глубина проникновения магнитного поля в частицу, μ - магнитная проницаемость, $H_0^{-1} dH_0 / dr$ - характерный обратный размер неоднородности магнитного поля Земли. Вблизи магнитосферы Земли $H = 0,5 \text{ Э}, (H_0^{-1} dH_0 / dr)^{-1} \sim R_z$, $\rho \sim 10 \text{ г/см}^3$, $\mu \sim 0,1$, $h = 10^{-8} \text{ см}$ и ускорение частицы $a_H \sim 10^{-7} \text{ см/сек}^2$.

Если микрочастица диамагнитного вещества обладает зарядом $Q=Ze$, то воздействие солнечного ветра должно существенно увеличиваться. Соответствующее ускорение: $a_Q \cong 2v_s v \frac{m}{M}$, где v - эффективная частота рассеяния протонов солнечного ветра на заряженной микрочастице, $v = n \pi r_D^2 v_s$, $r_D = (T_e / 4 \pi e^2 Z n)^{\frac{1}{2}}$ - радиус Дебая в плазме солнечного ветра, $z = U_0 \sqrt{S/e}$ - заряд пробной микрочастицы, наведенный в верхних слоях атмосферы [3] и по порядку величины равной $z \sim 10^4$, U_0 - потенциал микрочастицы. Кроме того, заряд на микрочастице может создаваться в момент выброса. При указанных параметрах ускорение заряженной микрочастицы оказывается порядка $a_Q = 10^3 \text{ см/сек}^2$.

Такое большое значение ускорения обусловлено существенным увеличением поперечного сечения рассеяния заряженной микрочастицы, движущейся со скоростью $v_{Ti} \ll v_s \ll v_{Te}$, где v_{Ti} , v_{Te} - тепловые скорости ионов и электронов плазмы солнечного ветра. Увеличение поперечного сечения заряженной частицы обязано эффекту дебаевской экранировки. В рассматриваемом случае микрочастица, движущаяся быстрее тепловой скорости ионов, но медленнее тепловой скорости электронов, экранируется в основном электронами [4], причем радиус экранировки оказывается в $\sqrt{2}$ раз больше, чем в случае экранировки покоящейся частицы.

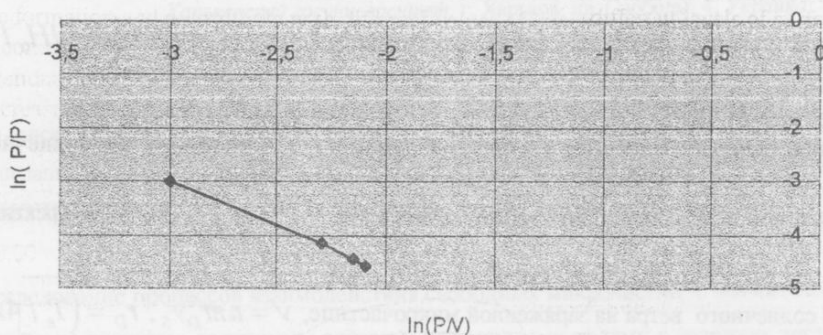
Таким образом, из рассмотренных механизмов ускорения микрочастиц наиболее существенным является взаимодействие заряженной микрочастицы с солнечным ветром. Величина ускорения, обусловленная этим взаимодействием на несколько порядков превышает ускорение за счет солнечного фотонного давления.

В заключение приведем некоторые экспериментальные результаты. Прежде всего отметим, что пылевая микрочастица в космосе приобретает электрический заряд за счет взаимодействия с межпланетной плазмой, причем потенциал наведенный на микрочастице может достигать сотен вольт [5,6]. Наблюдательные данные, подтверждающие существенное влияние солнечного ветра на движение астрозолей в межпланетном пространстве приведены в [7]. Наблюдаемые ускорения пылевых хвостов комет на 2-3 порядка превышают значения, обусловленные давлением солнечного света и объясняются в свете вышеприведенных расчетов взаимодействием солнечного ветра с заряженными микрочастицами. Скорости пылевых хвостов, наблюдаемых за счет воздействия солнечного ветра, варьируются в пределах $(2 \div 25) \cdot 10^6 \text{ см/сек}$.

В лабораторных условиях исследовано влияние одного из факторов, действующих на диамагнитную сферическую частицу, а именно - магнитного поля Земли. В качестве объекта использовалась сфера с нанесен-

ным на поверхность слоем высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$ с варьируемой средней плотностью объекта. Измерения силы выталкивания объекта в сверхпроводящем состоянии поверхностного слоя магнитными силовыми линиями поля Земли проводилось с дифференциальным весовым методом. На рис. 1 пред-

Рис.1.Соотношение между силой выталкивания и плотностью объекта



ставлены экспериментальные данные изменения привеса сферического идеального диамагнетика в зависимости от плотности объекта, которые удовлетворительно согласуются с приведенными выше оценками значений ускорения микрочастиц в магнитном поле Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.В. Дудник, В.Г. Кириченко. ХУ Менделеевский съезд. Обнинск, 1993.. - С.62.
2. Ткаченко Вл. И., Ткаченко В.И., Кириченко В.Г. Патент РФ № 2022380.,1993.
3. Руппе Г. Введение в астронавтику. М.: Наука, 1970.- 252 с.
4. Кролл Н., Трайвелинс А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1983.- 214 с.
5. Альвен Х. Космическая плазма. М.: Мир, 1983.- 214 с.
6. V.G. Kirichenko, V.I. Tkachenko. 1994. IEEE Conf. Abstracts, P. 212.
7. Андриенко Д.А., Ващенко В.Н. Кометы и корпускулярное излучение Солнца. М.: Наука, 1987. - 164 с.

DYNAMICS OF ASTROZOL PARTICLES IN SPACE

V.G. Kirichenko

Kharkiv State University. Svobody sq/ 4, Kharkiv, Ukraine

On the base of calculation of the accelerations of the astrozol particles in space and on the base of their comparasion with astronomy and experimental data it was demonstrated that interaction of particles with the solar wind is the most effective.

KEY WORDS: astrozol, solar wind, magnetosphere, diamagnetic

УДК 621.3.539.2

ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОГО МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА КАФЕДРЕ МАТЕРИАЛОВ РЕАКТОРОСТРОЕНИЯ ХГУ

**Н.А. Азаренков, В.Г. Кириченко, С.В. Литовченко, Е.П. Нечипоренко,
В.М. Куклин, В.Е. Семененко, В.А. Чишкала**

*Харьковский государственный университет, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
Поступила в редакцию 20 мая 1999 г.*

В работе кратко рассмотрены основные проблемы современного материаловедения. Приведены результаты многолетних исследований реакторных, высокотемпературных и композиционных материалов на кафедре материалов реакторостроения физико-технического факультета ХГУ. Рассмотрены аспекты прикладного применения результатов этих исследований в современных технологиях в различных отраслях техники и промышленности.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: материаловедение, ядерный реактор, структурно-фазовые превращения, тугоплавкие металлы, сплавы, композиционные материалы.

Современное материаловедение и достижения в материаловедении и технологии материалов являются основой развитой экономики и промышленности в мире. Перспективные материалы с уникальными физико-химическими свойствами, - металлы и сплавы, полупроводники, керамики, композиты, пластмассы, - определяют тенденции и темпы развития ядерной энергетики, микроэлектроники, авиационной и космической техники и являются важным фактором решения таких фундаментальных проблем, как ограниченность природных ресурсов, недостаток стратегических материалов, поддержание высоких темпов экономического развития. В основе современного материаловедения лежат фундаментальные и прикладные достижения физики твердого тела, физики металлов и сплавов, развитые физико-химические методы теоретических и экспериментальных исследований материалов. С достаточной степенью условности в современном материаловедении можно выделить физическое, радиационное, реакторное, высоко- и низкотемпературное, космическое материаловедение, материаловедение сплавов, композитов, керамик, полимеров и т.д. Разумеется, мы ограничили круг проблем только теми, которые решались и решаются на кафедре материалов реакторостроения физико-технического факультета Харьковского государственного университета.

Образованная в 1962 г. кафедра материалов реакторостроения составила совместно с кафедрой экспериментальной ядерной физики основу нового тогда физико-технического факультета ХГУ. У истоков создания кафедры стояла группа крупных ученых Харьковского физико-технического института во главе с директором института академиком В.Е.Ивановым.

Неоценимый вклад в становление и развитие кафедры внесли В.М.Амоенко, И.М.Неклюдов, В.М.Ажажа, В.В.Слезов, Г.Ф.Тихинский, ряд других известных специалистов физического материаловедения и физики твердого тела. Кафедру возглавляли академик В.Е.Иванов (1962-1969), доценты А.М.Блинкин и И.Г.Иванцов (1969-1975). С 1975 по 1996 г. кафедрой руководил профессор Е.П.Нечипоренко, который до этого возглавлял разработку и создание первого в мире атомного реактора-преобразователя на быстрых нейтронах (реактор "Ромашка"). С июля 1996 г. кафедрой заведует профессор Н.А.Азаренков.

Широта научных интересов основателей кафедры и многообразие возникающих материаловедческих проблем атомной и нетрадиционной энергетики, космической техники, металлургии специальных сплавов и других отраслях определили многогранность научной работы коллектива кафедры.

Уже в первые годы совместных исследований с УФИТ АН УССР были получены интересные результаты по диффузии различных примесей в металлах и сплавах, а также разработаны методики изучения диффузии с применением радиоактивных изотопов (А.М.Блинкин, Л.С.Ожигов), по механическим и электрическим свойствам и микропластичности сплавов вольфрама, никеля (И.Г.Иванцов), физико-механическим и диффузионным свойствам композитных материалов (В.Е.Семененко).

Постоянно растущие требования к эксплуатационным возможностям материалов, расширение сфер и условий их применения инициировали работы по созданию и исследованию нетрадиционных материалов на металлической и неметаллической основе. Под руководством профессора Е.П. Нечипоренко с 1975 г. на кафедре проводятся масштабные исследования в области высокотемпературного материаловедения и защитных покрытий. На основе физико-химического анализа были выбраны наиболее перспективные соединения тугоплавких металлов, в первую очередь силициды. Фундаментальные и прикладные исследования структурно-фазовых изменений в системе $Mo-Si$ позволили установить многие особенности зарождения, роста и высокотемпературного поведения всех трех стабильных силицидов молибдена - $MoSi_2$, Mo_5Si_3 , Mo_3Si (Е.Н.Коньшин, С.В.Литовченко, Е.П.Нечипоренко, Т.С.Маслова, Ю.Б.Павленко, А.П.Петриченко, В.А.Чишкала). Были суще-

ственно расширены представления о механизме и последовательности зарождения фаз, установлены факторы, управляющие массопереносом и химическими реакциями, определены кинетические константы [1-3]. Наиболее существенными представляются результаты, полученные при изучении низших силицидов молибдена Mo_5Si_3 и Mo_3Si и защитных покрытий на их основе. Было доказано, что, вопреки установившемуся мнению, данные соединения могут обладать высокой жаро- и термостойкостью при температурах до 2000°C [4]. В ходе проведения фундаментальных и прикладных исследований было создано около 30 изобретений. Полученные авторские свидетельства зафиксировали приоритет в создании ряда новых технологий формирования защитных силицидных покрытий, конструкции нагревательных элементов и специальных печей для осуществления высокотемпературного отжига монокристаллов оксидов, вытягивания оптического стекловолокна, получения аморфных материалов. Были внесены усовершенствования и в исследовательские методики – металлографию, электронную микроскопию, метод акустической эмиссии [5].

Принципиально новые возможности повышения качества покрытий открылись в ходе изучения эвтектик, полученных контактным плавлением силицидов (С.В.Литовченко, Е.П.Нечипоренко, Т.С.Маслова, Ю.Б.Павленко, В.А.Чишкала). Управление процессом кристаллизации позволило получать плотные, практически бездефектные эвтектические прослойки, являющиеся естественным барьером при высокотемпературном рассасывании покрытия и его окислении [6].

В настоящее время кроме исследований толстослойных силицидных покрытий проводятся работы по получению тонких пленок и композиционных материалов на основе дисилицида молибдена.

В последние годы интенсифицированы работы по созданию и усовершенствованию различных функциональных покрытий на углеродистых и легированных сталях, тугоплавких и цветных металлах, графите, керамике (В.А.Чишкала, С.В. Литовченко, В.Е.Семененко). Изучение структурной перестройки, диффузии, теплопереноса позволило модернизировать получение коррозионно-, жаро- и износостойких покрытий при вакуумном и активированном хромировании, борировании в расплавах. Полученные толстослойные (до 3 мм) покрытия на основе эвтектики $\text{Ni-Ni}_3\text{B}$ с наполнителями из тугоплавких карбидов и боридов позволили резко повысить ресурс изделий из обычных сталей при эксплуатации в условиях абразивного и гидроабразивного износа. Разработаны новые антифрикционные покрытия на основе порошковых нержавеющей сталей с полимерными, графитовыми, сульфидными наполнителями для работы в условиях сухого трения, трения в отсутствии смазки в агрессивных жидкостях и т.д. [7].

Исследование адгезии в тонкопленочных системах (Ag – стекло, кварц) позволило определить механизм адгезионного взаимодействия, а на основе изучения пограничного газовыделения были предложены варианты дозированного извлечения водорода и определены численные значения адгезионных характеристик (С.В.Литовченко, Н.А.Азаренков, Ю.Н.Борисенко – кафедра общей и прикладной физики) [8].

Работы по получению особо чистых и композиционных материалов всегда были важным составляющим научной деятельности кафедры. Еще в 60–70-е годы были получены особо чистые кристаллы иттрия (В.М.Амоненко, В.В.Воробьев) и ванадия (В.М.Ажажа, Б.П.Черный).

Перспективные гетерофазные сплавы (тугоплавкий металл – карбид) были получены путем контролируемой электронно-лучевой зонной перекристаллизации (В.Е.Семененко, А.И.Сомов) [9]. Была разработана методика и создано оборудование, позволившее путем варьирования состава, объемной доли, статического температурного градиента на границе жидкость – твердое тело создать дуплекс- кристаллы (монокристаллическая матрица на основе Ta , Nb , Mo с внедренными в нее высокопрочными совершенными нитевидными кристаллами карбидов). Выращенные *in situ* композиты получены в термодинамически равновесных условиях и обладают высокой термической стабильностью до предплавильных температур. Было показано, что тонкая дифференцировка эвтектических структур – наиболее характерная и практически самая важная особенность строения эвтектик- возникает вследствие специфических условий парного роста кристаллов. Исследования закономерностей стационарного и нестационарного процессов эвтектической кристаллизации, природы спорадических нарушений регулярности позволили сформулировать условия, необходимые для образования однородных гетерофазных структур. С помощью радиоактивных изотопов по ранее разработанной методике [10] показано, что несоответствие решеток компенсируется сеткой дислокаций, по которым идет преимущественная диффузия [11].

Продолжаются работы по изучению механики деформирования и разрушения многофазных композитов с целью реализации технологии обработки, обеспечивающей максимальные прочностные свойства [12]. Показано, что наряду с общими дислокационными механизмами упрочнения, характерными для обычных жаропрочных сплавов, в направленных эвтектиках действуют и специфические механизмы, обусловленные взаимодействием дислокаций, скользящих в матрице с дислокационными сетками на границах раздела с армирующей карбидной фазой.

Современное материаловедение, в рамках которого интенсивно развиваются физика радиационных явлений, микро- и нанотехнологии, физика тонких пленок, металловедение чистых и специальных металлов и сплавов, – настоятельно требует не только использования принципиально новых фундаментальных концепций и моделей создания материалов с наперед заданными свойствами, но и применения уникальных методов исследования физических свойств твердых тел на атомном и ядерном уровне. В ряду ядерно-физических методик выделяется основанная на эффекте Мессбауэра ядерная гамма-резонансная спектроскопия (ЯГРС). Исследо-

вание динамики кристаллической решетки, электронной структуры сплавов, магнитных свойств металлов, сплавов и квазиодномерных магнетиков, материалов и процессов металлургического передела черных металлов, изучение структурно-фазовых превращений в реакторных материалах при термомеханической обработке, сварке, облучении и коррозии, процессов формирования тонкоплочных магнитооптических структур и металлических сверхрешеток, структуры и фазового состава модельных радиоактивных отходов, создание магнитных импульсных преобразователей и гироскопических устройств, - это лишь часть проблем, решаемых с использованием ЯГРС в совокупности с рентгеноструктурным, рентгеноспектральным анализом, электронной микроскопией, резерфордским обратным рассеянием и другими методами физических исследований (А.И. Великодний, В.В. Игрушин, В.Г. Кириченко, В.В. Чекин, А.С. Яценко) [13-19]. В результате исследований материалов, содержащих железо, олово, золото (чистые металлы, разбавленные и концентрированные сплавы, интерметаллиды, окислы, гидриды, карбиды, нитриды), изучены процессы перераспределения электронной плотности, колебательные смещения атомов из положений равновесия и диффузионные перемещения в широком диапазоне температур, формирование ближнего и дальнего атомного порядка, процессы кластерообразования и выделения отдельных фаз, происходящие при изменении состава и температуры. Исследования в физике радиационных явлений дали возможность анализа основных путей изучения радиационных дефектов в металлах. Экспериментальные данные о сверхтонких взаимодействиях, регистрируемых с помощью ядер-зондов, в твердых телах позволили уточнить структуру радиационных дефектов, их роль в радиационно-стимулированных превращениях. Полученные данные способствуют созданию материалов для атомной техники, характеризующиеся высокой радиационной и коррозионной стойкостью [13, 14].

Ядерно-физические методы микроскопического исследования твердых тел широко используются для всестороннего изучения конструкционных материалов ядерных реакторов - циркониевых сплавов, аустенитных и ферритных сталей, неорганических соединений. Мессбауэровская спектроскопия позволяет информативно исследовать электронную и спиновую структуру, локальное атомное окружение ядер зондов (^{57}Fe , ^{119}Sn , ^{129}I и др.) в металлах, сплавах, интерметаллических соединениях в объеме и на поверхности конструкционных материалов.

Применение мессбауэровской спектроскопии в изучении циркония и его сплавов с добавками ^{57}Fe и ^{119}Sn способствовало получению новых данных о структуре и фазовом составе интерметаллических фаз, фазовых превращениях и сегрегационных процессах в сложнелегированных сплавах при комплексной термомеханической обработке, электронном, ионном и лазерном облучении, коррозии и наводораживании. В результате исследования локального окружения ядер-зондов идентифицированы метастабильные и стабильные интерметаллические фазы при сложном легировании циркония, проанализирована кинетика процессов миграции и роста интерметаллических включений в сплавах. Определены границы стабильности микроструктуры двойных, тройных и четверных сплавов на основе циркония. Обнаружена сегрегация интерметаллических фаз в тонком поверхностном слое при высокотемпературном отжиге деформированных сплавов, обусловленная миграцией границ зерен и связанная с процессами фазового расслоения и коагуляции включений.

Ионное и лазерное импульсное облучение сплавов приводит к аморфизации интерметаллических фаз в тонком поверхностном слое с последующей их кристаллизацией через образование метастабильных фаз в процессе термического отжига. Определена кинетика кристаллизации образующихся после облучения аморфных фаз, изучены особенности миграции включений фаз при импульсном облучении. В результате исследования процессов коррозии циркониевых сплавов в различных средах обнаружено образование набора мелкодисперсных оксидных фаз (аморфных в том числе) в оксидной пленке отмечена важная роль процессов внутреннего окисления приповерхностная коррозии бинарных сплавов. Проведено сравнение экспериментальных значений параметров сегрегации и миграции интерметаллических фаз с расчетными, полученными согласно модели образования сплавов и формирования интерметаллических фаз [19]. Экспериментальные данные о структуре и фазовом составе продуктов металлургического передела (железородные и металлизированные окатыши), белые и серые чугуны аустенитные и ферритные стали, изучение фазовых превращений в сталях при комплексном легировании и последующих термомеханической обработке, коррозии в различных средах, подпороговом облучении, аргонодуговой и электроннолучевой сварке позволили создать ряд методик контроля структурно-фазового состояния железосодержащих конструкционных материалов и выработать требования и условия получения материалов с высокой прочностью и коррозионной стойкостью (В.В.Игрушин, В.Г.Кириченко).

В последние годы традиционные для кафедры экспериментальные исследования дополнили теоретические работы В.М.Куклина, посвященные исследованию возможности зарождения и роста фрактальных и пространственных структур [20]. Большой интерес представляют работы Н.А.Азаренкова, посвященные изучению процессов, происходящих на границах раздела различных твердых тел (металлов, диэлектриков, полупроводников) с плазмой [21-22].

Сегодня можно утверждать, что дополнение традиционных для кафедры материалов реакторостроения широкоаспектных экспериментальных исследований полноценными теоретическим моделированием, описанием механизмов взаимодействий и расчетами позволяют успешно решать многочисленные проблемы современного материаловедения на пути создания новых материалов с заданными свойствами и разработки новых современных технологий.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Нечипоренко Е.П., Петриченко А.П., Павленко Ю.Б. Защита металлов от коррозии. Х. Вища школа, 1985. 112 с.
2. Нечипоренко Е.П., Петриченко А.П., Павленко Ю.Б. и др. // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. 1985. Т.21. С.1582-1584.
3. Нечипоренко Е.П., Петриченко А.П., Павленко Ю.Б. и др. // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. 1988. Т.24. С.1739-1741.
4. Нечипоренко Е.П., Павленко Ю.Б., Чипкала В.А. и др. // Запщитные покрытия на металлах. 1989. Вып. 23. С.54 - 57.
5. Нечипоренко Е.П., Литовченко С.В., Чипкала В.А. и др. А.с. СССР № 1349494, 1989. № 1572225, 1990.
6. Нечипоренко Е.П., Павленко Ю.Б., Литовченко С.В. и др. // Порошковая металлургия. Киев. 1993. № 9-10. С.43-46.
7. Литовченко С.В., Семенов В.Е., Чипкала В.А. // Вісник ХДУ. № 1301. Сер. Фізична. Харків. 1998. С.225-227.
8. Литовченко С.В., Борисенко Ю.Н., Азаренков Н.А. // ВАНТ. Физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение. Вып. № 1(67), 2(68). 1998. С.49-51.
9. Семенов В.Е., Сомов А.И. // Изв. АН СССР. Металлы. 1983. №1. С.79-85.
10. Бликин А.М., Ожигов Л.С., Семенов В.Е. // ФММ. Т.35. 1973. С. 174-177.
11. Семенов В.Е., Тихоновский М.А., Литовченко С.В. // ВАНТ. Физика радиац. повреждений и радиац. материаловед. Вып. № 3 (75). 1999. С.34 -37.
12. Литовченко С.В., Семенов В.Е., Ковтун Г.П. // ВАНТ. Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. Вып. № 4(5), 5(6). 1998. С.116 - 118.
13. В.В. Чекин. Мессбауэровская спектроскопия сплавов железа, золота и олова. М. Энергоиздат. 1981. 107 с.
14. В.В.Чекин, В.Г.Кириченко, Э.А.Резниченко Сверхтонкие взаимодействия и радиационные повреждения в металлах. Харьков. Вища школа. 1986. 136 с.
15. В.В. Игрушин, В.Г. Кириченко, И.А. Петельгузов, В.В. Чекин. // ФММ. 1983. Т.55. С.1143.
16. В.Г. Кириченко, А.И. Снурникова, В.В. Чекин. // ФММ. 1985. Т.59. С.943.
17. В.Г. Кириченко, В.В.Чекин. В сб. «Взаимодействие мессбауэровского излучения с веществом».М.:МГУ. 1987. С.18.
18. Ткаченко В.И., Ткаченко В.И., Кириченко В.Г. Патент РФ № 2022380.
19. Кириченко В.Г. // ВАНТ. Физика радиац. повреждений и радиац. материаловед. Вып.1(73), 2(74). 1998. С.101- 103.
20. Киричок А.В., Куклин В.М., Панченко И.П. // ДАН НАНУ. 1997. №4. С.87-92.
1. Азаренков Н.А., Остриков К.Н. // ЖТФ. 1988. Т.58. С.2393-2395.
2. Азаренков Н.А., Галайдыч В.К. // ЖТФ. 1978. Т.67. С.47-49.

**PROBLEMS OF MATERIALS SCIENCE TODAY. FUNDAMENTAL AND APPLIED RESEARCHES
AT THE DEPARTMENT OF REACTOR BUILDING MATERIALS, KhSU.**

**N.A.Azarenkov, V.G.Kirichenko, S.V.Lytovchenko, Ye.P.Nechiporenko,
V.M.Kuklin, V.Ye.Semenenko, V.A. Chishkala**

Kharkiv State University, Physical-Technical Department, 4 Maidan Svobody, Kharkiv, 310077

The paper gives a general overview of the main problems in materials science. Results of researches, which have been carried out at the Department of Reactor Building Materials, Kharkiv State University (KhSU), over many years in the field of materials science, in particular of reactor, high temperature and composite materials, are presented. These results' practical application in modern high technologies in different industries is studied.

KEY WORDS: materials science, nuclear reactors, structure-phase transformations, refractory metals, alloys, composite materials.

УДК 539.23

ЗОНДОВЫЙ КОНТРОЛЬ ПРОЦЕССОВ ВАКУУМНО-ПЛАЗМЕННОГО ТРАВЛЕНИЯ В ТЕХНОЛОГИИ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

А.М. Будянский, А.В. Зыков, В.И. Фареник*

Харьковский государственный университет, пл. Свободы 4, Харьков, 310077, Украина

**Научный физико-технологический центр МО и НАН Украины, ул. Новгородская 1, Харьков, 310145, Украина*

Статья поступила в редакцию 11 мая 1999 г.

Описан ряд практических методик контроля моментов окончания процессов ионно-плазменного травления, таких как ионно-лучевое травление, реактивное ионно-лучевое травление и плазмо-химическое травление, основанных на использовании одиночных и много электродных зондов Ленгмюра, направленного электростатического зонда, накаливаемого катода нейтрализатора. Сделан вывод, что зондовые методики контроля являются одними из наиболее универсальных и эффективных диагностических средств и не уступают, а по многим параметрам превосходят традиционные методы.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: технология микроэлектроники, вакуумно-плазменное травление, ионно-пучковая плазма, ВЧ-разряд, ленгмюровский зонд, плавающий потенциал, оперативный контроль травления

Одной из ключевых операций в производстве полупроводниковых приборов и интегральных микросхем является формирование микроструктуры различных функциональных слоев при помощи травления через маску, сформированную в слое фоторезиста, причем в последние годы в большинстве технологических операций произошло вытеснение традиционного жидкостного химического травления различными методами "сухого" ионно-плазменного травления в вакууме. Наиболее распространенными из них являются ионно-лучевое травление (ИЛТ), реактивное ионно-лучевое травление (РИЛТ), плазмо-химическое травление (ПХТ) [1-3].

Типичной проблемой при производстве интегральных схем является определение момента окончания процесса травления. Это особенно важно при создании приборов с субмикронными размерами, где требуется травление с очень малыми допусками. Отсутствие повторяемости характеристик образцов и условий обработки не позволяют с достаточной точностью определять момент завершения процесса по времени обработки, что приводит к необходимости разработки и применения оперативных методов контроля. В настоящее время наибольшее распространение получили следующие методы контроля момента окончания плазменно-технологических процессов (ПТП): эмиссионно-спектральные, масс-спектрометрические, оптические, контактные.

В последние годы интенсивно развиваются зондовые методы контроля плазменной обработки покрытий пластин в технологии микроэлектроники и прецизионного машиностроения. Эти методы относятся к косвенным, т.е. об изменении характера обрабатываемой поверхности узнают по изменению параметров разрядной плазмы, контактирующей с этой поверхностью.

Зондовые методы контроля ПТП отличает универсальность в отношении материала покрытий пластин и простота реализации при высоком быстродействии и чувствительности. Эти методы контроля были предложены сравнительно недавно и еще не попали в обзоры по данной тематике (см. например, [4,5]). Развитие этих методов сдерживается сложностью физических процессов, происходящих в плазменно-технологических установках. Взаимодействие потоков плазмы с энергией частиц в десятки, сотни и тысячи электрон-вольт с поверхностью не сводится к гибели частиц и к разрушению поверхности. Сюда относится отражение ионов, эмиссия электронов с поверхности, процессы согласования электромагнитных полей в плазменном потоке с полями на поверхности, ранообразные химические процессы и т.д. Поэтому разработка зондовых методик контроля ПТП представляет собой достаточно сложную научно-техническую задачу и требует проведения широкого спектра исследований технологической плазмы и специфики работы в ней электрических зондов.

Систематические исследования в этой области, начиная с 1980 г., интенсивно проводились в Отраслевой научно-исследовательской лаборатории диагностики плазменно-технологических процессов (ОНИЛ ДПТП) Харьковского государственного университета и Научном физико-технологическом центре (НФТЦ) Министерства образования и Национальной академии наук Украины (г. Харьков), а успешные испытания разработанных в этих организациях приборов были осуществлены практически на всех ведущих предприятиях Министерства электронной промышленности бывшего СССР: НИИ вакуумной техники, НПО "Сапфир" (г. Москва); НПО "Светлана" (г. Санкт-Петербург); НИИ точного машиностроения, НИИ точных технологий, НИИ молекулярной электроники (г. Зеленоград); НПО "Кристалл" (г. Киев); НПО "Интеграл" (г. Минск); НПО "Электроника" (г. Воронеж).

При травлении одного материала и появлении на поверхности обрабатываемой пластины другого изменяются некоторые характерные параметры контактирующей с поверхностью плазмы, такие как плазменный потенциал, плотность и температура электронов, связанные с коэффициентами ион-электронной эмиссии, характером и составом нейтральной компоненты и примесей. Одной из наиболее простых методик, позволяющих контролировать такие изменения параметров плазмы, является методика измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) ленгмюровского зонда. Анализ большого количества экспериментальных данных показал, что для контроля ПТП пригоден практически любой участок ВАХ (электронный или ионный ток насыщения, плавающий потенциал и т.д.). Выбор рабочего участка следует проводить в зависимости от конкретных условий и типа технологического процесса. Ниже описан целый ряд методик контроля процессов травления на основе чувствительности различных участков ВАХ зонда Ленгмюра к ПТП. Мы также сочли уместным помимо методики ленгмюровского зонда включить в обзор описание еще нескольких эффективных методик контроля.

Рассматриваемые в настоящей работе методы относятся, в основном, к контролю наиболее распространенных методов травления: ионно-лучевого (ИЛТ), реактивного ионно-лучевого (РИЛТ) и плазмохимического (ПХТ) при параметрах, типичных для технологии микроэлектроники (плотность тока ионов 1-10 мА/см², энергия 0.1-2 кэВ). Процессы ИЛТ и РИЛТ проводились при помощи источника ионов холлового типа "Радикал-М" [6], источника Кауфмана [7], источника на основе ВЧ индукционно-емкостного разряда [8]. Для ПХТ применялись плазмо-химические реакторы на базе ВЧ емкостного разряда (рабочая частота 13,56 МГц) с использованием фтор- и хлорсодержащих газов. Подчеркнем, что эффективное применение даже самых надежных методов контроля ПТП существенно зависит от технологического совершенства систем плазменной обработки, которое определяется главным образом такими параметрами, как селективность и однородность травления, воспроизводимость процесса. Поэтому, отработка описанных ниже методик контроля проводилась на серийных промышленных установках производства НИИ ТМ (г. Зеленоград), НИИ полупроводникового машиностроения (г. Воронеж), "Хепол" (Австрия), Alcatel (Франция), ОНИЛ ДПП ХГУ («Контур-01»-«Контур-04») в реальных технологических процессах производства интегральных микросхем.

Следует отметить, что пока не удалось исчерпывающим образом очертить круг физических явлений, происходящих в плазме и на поверхности при ПТП, которые непосредственно определяют изменения в параметрах плазмы при травлении слоя [9].

Поэтому, в качестве первоочередной нами была поставлена задача получения и систематизации максимально широкого комплекса экспериментальных данных о чувствительности ВАХ зонда к ПТП в устройствах разных типов. На основании полученных результатов были разработаны специфические методики контроля для различных ПТП.

Анализ полученных экспериментальных результатов и теоретических моделей показал, что различные ПТП, наряду со сходными признаками, обладают качественными отличиями, что обуславливает принципиальные различия методик зондового контроля этих процессов. Так, например, применение методик ИЛТ и РИЛТ характеризуется низким давлением остаточного газа в рабочей камере ($<10^{-3}$ Тор), для которого характерны свободномолекулярный режим движения заряженных частиц и высокая пространственная однородность параметров плазмы, тогда как для ПХТ типичным является диффузионное движение частиц при более высоком давлении, что обуславливает сильную пространственную неоднородность плазмы. Также существенными являются различия в механизмах образования заряженных частиц и их взаимодействия с поверхностью. Все это вызывает необходимость рассматривать отдельно принципы контроля ионно-пучковых и плазмо-химических процессов.

КОНТРОЛЬ ИОННО-ЛУЧЕВОГО ТРАВЛЕНИЯ

В ионно-лучевых технологических системах травления, используемых в микроэлектронной технологии, применяются, как правило, широкоапертурные (диаметр пучка до 500 мм) ИП, которые по своим параметрам являются интенсивными [10], т.е. их транспортировка к мишени невозможна без компенсации собственного объемного заряда электронами, вводимыми в систему извне, либо появляющимися в результате столкновительных процессов в пространстве транспортировки ИП, заполненном нейтральным газом при давлении $p > 10^{-5}$ Тор. В этой области неизбежно образуется ионно-пучковая плазма (ИПП). Параметры ИПП оказываются чрезвычайно чувствительными к эмиссионным характеристикам и проводимости обрабатываемой поверхности [11]. Этот эффект послужил физической основой для создания целого ряда эффективных методик контроля процессов ИЛТ и РИЛТ, вкратце описанных ниже.

Исторически первой была опробована методика контроля ИЛТ по электронному току насыщения одионного зонда, помещенного в ИПП, поскольку измерение электронного тока (типичные значения 0.1-10 мА) технически было наиболее просто реализовать [12]. Недостатком данной методики является невысокая точность контроля, возмущение плазмы из-за больших потерь частиц на зонд, сильный разогрев зонда.

Эксперименты показали, что наибольшей чувствительности метода можно достичь, поместив зонд в пограничный слой объемного заряда вблизи мишени. На рис.1 показана временная зависимость электронного тока насыщения I_e на одиночный ленгмюровский зонд, установленный около мишени, при травлении пучком ионов аргона покрытия $\text{NiFe-SiO}_2\text{-Si}$, на котором видно резкое изменение тока на зонд при стративании очередного слоя покрытия. По этому характерному признаку легко определить момент полного стративания слоя. В то же время, применение такого способа сопряжено с дополнительными техническими трудностями: небольшая толщина приповерхностного слоя (<5 мм) ограничивает возможность размещения зонда в слое (особенно в системах с вращающимися подложкодержателями). Кроме того, зонд, расположенный в непосредственной близости к обрабатываемой поверхности, реагирует лишь на локальные (вблизи зонда) изменения материала образца, что позволяет использовать методику только при соблюдении высокой однородности травления по поверхности. Проведенные экспериментальные и теоретические исследования ИПП показывают, что параметром, наиболее чувствительным к материалу поверхности мишени, является потенциал плазмы.

Технически более просто регистрировать временную зависимость плавающего потенциала зонда, которая с достаточной степенью точности повторяет колебания потенциала плазмы, что и используется в методике контроля **по плавающему потенциалу одиночного зонда**. Зонд под плавающим потенциалом гораздо меньше возмущает плазму и не подвержен разогреву.

Зонд под плавающим потенциалом гораздо меньше возмущает плазму и не подвержен разогреву. Характерная зависимость плавающего потенциала зонда в ИПП от времени при травлении структуры Cu-Al на кремниевой подложке показана на рис.2. Хорошо виден резкий скачок потенциала, обусловленный различием в коэффициентах ион-электронной эмиссии этих веществ.

Описанные выше методики, основанные на применении одиночного зонда, отличаются простотой реализации и не требуют дорогостоящего оборудования. Вместе с тем, они достаточно универсальны по типу технологического процесса и обладают хорошей чувствительностью к стративанию различных функциональных слоев. К недостаткам однозондовых методик можно отнести сильную чувствительность к нестабильности пучково-плазменной системы, т.е. работы ИИ, от качки, напуска и т.д.

Для применения в системах со значительными флуктуациями тока пучка была разработана модифицированная зондовая методика, основанная на слежении за током ИП с помощью **дополнительного электрода или зонда**, располагаемого в пучке. При этом для контроля используется отношение сигналов зонда и опорного электрода. Такой способ позволяет компенсировать нестабильность работы ИИ и тем самым повысить чувствительность и помехоустойчивость однозондовых методик контроля.

Как уже отмечалось, методики, основанные на применении зонда Ленгмюра, помещенного в приповерхностный слой, являются локальными, т.е. зондовый сигнал чувствителен лишь к небольшому участку поверхности в непосредственной близости зонда. Кроме того, конструкция камеры не всегда позволяет закрепить зонд у самой поверхности. От этих недостатков свободен **метод направленного электростатического зонда** [13].

Принципиальная схема этого метода показана на рис.3. Метод основан на том, что при ИЛТ длина свободного пробега ионов много больше размеров системы, и на электростатический зонд, направленный на обрабатываемую поверхность, попадают лишь отраженные в соответствующий телесный угол ионы первичного пучка и вторичные ионы вещества поверхности. Коэффициент отражения ионов зависит от материала мишени, что позволяет контролировать процесс травления покрытия образца по изменению величины тока на зонд.

Чтобы разделить электроны и ионы, применялась сетка под отрицательным потенциалом. Оптимальное напряжение на сетке зависит от потенциала плазмы и температуры электронов и определяется по насыщению тока ионов на зонд. Величина ионного тока насыщения на зонд составляла 0.5-2 мкА в зависимости от режима источника и типа мишени.

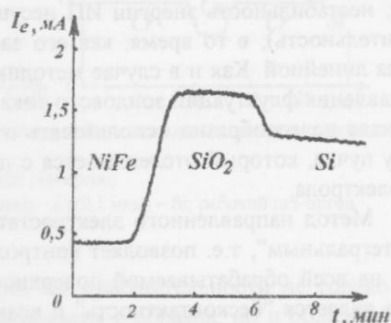


Рис. 1. Зависимость электронного тока насыщения на одиночный ленгмюровский зонд от времени обработки образца $\text{NiFe-SiO}_2\text{-Si}$.

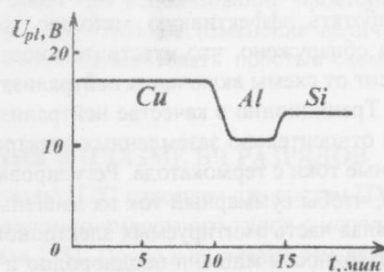


Рис. 2. Временная зависимость плавающего потенциала одиночного зонда в ИПП при травлении структуры типа Cu-Al-Si пучком ионов аргона.

На рис.4 представлена временная зависимость тока на зонд при травлении образцов силал-Cu-Al пучком аргона (неоднородность 20% на контролируемой площади). Видно, что изменения контрольного сигнала достаточно велики для уверенного определения момента перехода к травлению следующего слоя. При травлении SiO_2 на Si сигнал изменялся в 4 раза, Mo на SiO_2 в 5 раз, poly-Si на SiO_2 в 1.5 раза.

В реальных технологических системах чувствительность метода ограничивается нестабильностью параметров пучка. Проведенные эксперименты показали, что при изменении энергии ионов пучка изменение зондового тока было слабым (а значит, нестабильность энергии ИП несущественно влияет на чувствительность), в то время, как его зависимость от тока пучка была линейной. Как и в случае методики одиночного зонда, для подавления флуктуаций зондового тока в качестве контрольного сигнала целесообразно использовать отношение тока на зонд к току пучка, который отслеживается с помощью дополнительного электрода.

Метод направленного электростатического зонда является «интегральным», т.е. позволяет контролировать процесс травления на всей обрабатываемой поверхности. Преимуществом метода является «бесконтактность» и возможность контроля травления слоев с близкой проводимостью (структуры типа металл-металл, диэлектрик-диэлектрик).

Необходимым элементом ионно-лучевой системы травления диэлектрических пленок является **накаливаемый катод-нейтрализатор** (КН), предназначенный для компенсации электронами тока ионов, падающих на обрабатываемую поверхность. Эксперименты показывают, что ток эмиссии КН обнаруживает сильную чувствительность к материалу мишени, что позволило разработать эффективную методику контроля ИЛТ и РИЛТ. Было обнаружено, что чувствительность этой методики сильно зависит от схемы включения нейтрализатора.

Традиционно в качестве нейтрализатора используется термокатод, включенный с отрицательным смещением относительно заземленных электродов системы [14], что позволяет получать достаточно большие электронные токи с термокатада. Регулировкой накала ток термоэлектронной эмиссии устанавливается такой величины, чтобы суммарный ток на мишень ионов пучка и электронов был равен нулю. При таком подключении основная часть эмитируемых электронов является пролетной и уходит на стенки камеры. Распределение тока на поверхности мишени неоднородно и зависит от месторасположения нейтрализатора, что приводит к неоднородности травления неподвижных образцов с диэлектрическими покрытиями.

В этих условиях остается почти нерешенной основная задача токовой нейтрализации мишени - обеспечение отсутствия поверхностного заряда на диэлектрической поверхности, поскольку практически невозможно поддерживать уровень эмиссии с термокатада на уровне, соответствующем нулевому потенциалу поверхности, вследствие всегда имеющейся на практике нестационарности процесса и неоднородности потока электронов.

Если же на нейтрализатор подать небольшое положительное смещение [15] (порядка энергии термоэлектронов), то стоком для электронов может являться только поверхность с большим потенциалом. В нашем случае - это поверхность диэлектрика. При таком способе нейтрализации снимаются все требования к размерам и способу размещения термокатада, поскольку сток электронов на поверхность диэлектрической мишени происходит не непосредственно с термокатада, а после изотропизации электронов в ионно-пучковой плазме [16]. Задача контроля момента окончания процесса травления диэлектрика при таком способе нейтрализации оказывается автоматически решенной, поскольку при исчезновении диэлектрика исчезает сток электронов, и ток эмиссии с термокатада стремится к нулю, т.е. полезный сигнал для устройства контроля близок к 100%. Чувствительность метода определяется фоновым током эмиссии и снижается при уменьшении площади обрабатываемого покрытия. Наличие небольшого фонового тока эмиссии неизбежно и обусловлено термализацией эмитированных электронов в ИПП и их уходом на стенки камеры через хвост функции распределения [17]. Существенно большая величина фонового эмиссионного тока может быть обусловлена стоком электронов в ИИ. Для предотвращения этого эффекта необходимо предпринимать специальные меры: введение дополнительной экранирующей сетки либо подача отрицательного смещения на выходной электрод ИИ.

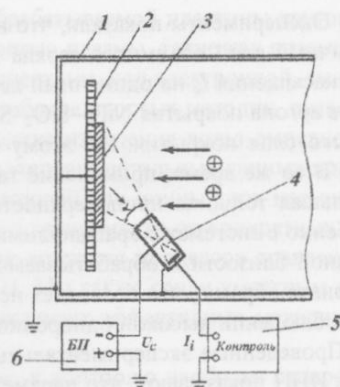


Рис. 3. Метод направленного электростатического зонда. Принципиальная схема: 1 - вакуумная камера; 2 - подложкодержатель; 3 - образец; 4 - направленный электростатический зонд; 5 - устройство «Контроль-07»; 6 - источник постоянного тока.

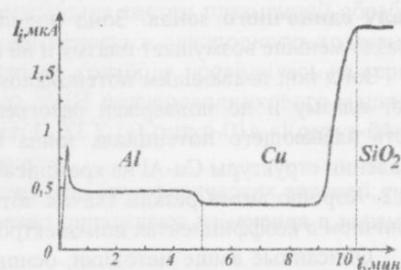


Рис. 4. Диаграмма изменения тока отраженных ионов при травлении образца Al - Cu - SiO_2 пучком ионов аргона.

По величине тока эмиссии КН можно осуществлять контроль процессов травления покрытий образцов с различной проводимостью. Так, например, при травлении пучком ионов аргона окисла кремния (рис. 5а) величина тока эмиссии составляла 40 мА и определялась стоком электронов в источник (~10 мА), и потоком электронов на поверхность диэлектрика, равным току ионов. При травлении диэлектрического покрытия кремниевой пластины (через 15 мин) произошло уменьшение тока эмиссии нейтрализатора в 4 раза. Аналогичный эффект наблюдался при РИЛТ SiO_2 фреоном.

Было также обнаружено, что ток эмиссии нейтрализатора значительно изменяется и при травлении покрытий с близкой проводимостью (рис. 5 б), а также электрически изолированных образцов. Для выяснения этого эффекта необходимы дальнейшие исследования.

Отметим, что методика контроля по току эмиссии электронов с катода-нейтрализатора, находящегося под положительным потенциалом относительно вакуумной камеры, по чувствительности не только не уступает широко используемому методу контроля по ионному току, стекающему с образца, но и обладает рядом преимуществ:

- не требует включения подложкодержателя с образцами в цепь электрических измерений;
- совмещает в себе способ зарядовой и токовой нейтрализации ионного пучка с методом диагностики процесса травления;

- стабилизирует потенциал ионно-пучковой плазмы и работу источника ионов.

Предлагаемый способ контроля характеризуется простотой и технологичностью по сравнению с масс-спектрометрическими и спектрально-эмиссионными методами. Измеряемой величиной в данной методике контроля является достаточно большой ток (порядка тока пучка), что даже при использовании простейших измерительных приборов обеспечивает высокое отношение сигнал/шум. Значительное изменение величины тока термокатода в момент травления диэлектрического слоя позволяет использовать простые схемные решения для автоматизации технологических операций.

МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ПЛАЗМО-ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ВЧ РАЗРЯДОВ

Наибольший объем экспериментальных данных по зондовому контролю ПТП накоплен для систем ПХТ в плазмохимических реакторах на основе ВЧ разрядов емкостного и индукционно-емкостного типов с использованием в качестве контрольного сигнала **плавающего потенциала зонда** [18]. Поскольку плазма ВЧ разряда имеет целый ряд качественных отличий от ИПП, необходимо более подробно описать специфические отличительные черты зондовой диагностики ПХТ в ВЧ плазме.

Особенностью ВЧ разрядов является наличие ВЧ-диодного эффекта, во многом определяющего электрические и физические параметры плазмы. Этот эффект приводит, в частности, к образованию приэлектродных слоев положительного пространственного заряда и возникновению большого положительного (в среднем по времени) потенциала плазмы относительно стенок. Стационарный потенциал плазмы зависит от амплитуды ВЧ напряжения между электродами и может составлять сотни вольт. Для измерения плавающего потенциала такой величины, а также для наблюдения за его изменениями в ходе ПХТ не требуется сложная аппаратура за исключением средств подавления ВЧ тока в цепи зонда. Несмотря на свою простоту, этот метод оказался весьма эффективным. Характерные скачки потенциала зонда при травлении слоев (до 100 вольт в некоторых случаях) оказались намного больше, чем можно было ожидать из простых физических соображений.

Простейшим вариантом данного метода является способ контроля [19], по которому в зону разряда помещают одиночный зонд и располагают его в потоке продуктов реакции активного газа с веществом покрытия образца. В процессе травления измеряют изменение плавающего потенциала зонда, по которому производят контроль процесса травления покрытий. При травлении образца образуются летучие продукты реакции газа с веществом покрытия. Появление новых частиц в разряде приводит к перераспределению потенциала плазмы в области, где их концентрация достаточно велика. Это приводит, в свою очередь, к изменению потенциала зонда, помещенного в зону проточка продуктов реакции. При прочих неизменных внешних параметрах разряда, как то: мощность, давление, температура, расход и скорость откачки газа — изменение потенциала измерительного электрода связано только с процессом травления.

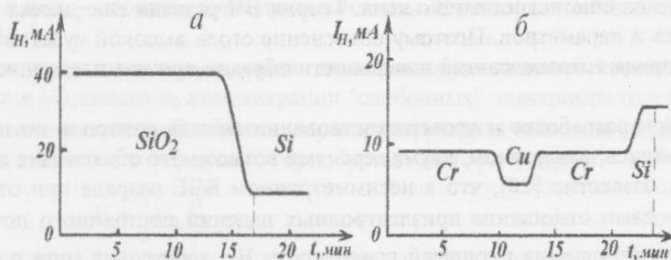


Рис. 5. Зависимость тока эмиссии катода-нейтрализатора от времени травления покрытий кремниевых пластин:

а) покрытие SiO_2 (0,15 мкм), рабочий газ-аргон;

б) покрытие Cr (0,1 мкм) – Cu (0,3 мкм) – Cr (0,1 мкм) – Si ; рабочий газ-аргон.

Отметим, что чувствительность плавающего потенциала ленгмюровского зонда к стравливанию различных слоев при ПХТ в ВЧ диодном разряде оказалась неожиданно высокой. Достаточно сказать, что изменение зондового сигнала обеспечивало 100% надежный контроль момента окончания процесса даже при травлении контактных окон, суммарная площадь которых составляла менее 1% от площади пластины.

В отличие от разрядов постоянного тока и вторичной ионно-пучковой плазмы, которые достаточно хорошо изучены, картина процессов, протекающих в условиях ВЧ разрядов, в особенности на химически активных газах, еще недостаточно ясна. Теория ВЧ разряда еще далека от точного количественного описания его свойств и параметров. Поэтому объяснение столь высокой чувствительности постоянного потенциала плазмы ВЧ разряда к процессам на поверхности образца при его плазменной обработке находится пока на стадии гипотез.

При разработке и усовершенствовании метода контроля по плавающему потенциалу зонда мы руководствовались, в основном, двумя версиями возможного объяснения данного эффекта.

1. Известно [20], что в несимметричном ВЧЕ разряде при отсутствии гальванической связи между ВЧ электродами отношение приэлектродных падений постоянного потенциала плазмы ΔV_1 и ΔV_2 обратно 4-й степени отношения площадей поверхности ВЧ электродов (при $p \leq 10^{-1}$ Тор, когда слои можно считать бесстолкновительными), т.е.

$$\frac{\Delta V_1}{\Delta V_2} = \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^4. \quad (1)$$

При травлении пластин со слоями различной проводимости может возникать некоторое изменение "эффективной" площади электрода, что должно приводить к заметному перераспределению падений ΔV_1 и ΔV_2 , т.е. к изменению потенциала плазмы. При известной площади электродов и доли площади пластины, подвергающейся через маску травлению, можно сделать количественные оценки изменения потенциала плазмы при стравливании слоя.

2. Другая версия основана на учете изменения коэффициента прилипания электронов в электроотрицательных газах (к которым относятся галогеносодержащие газы) при изменении состава газовой смеси, возникающего вследствие травления поверхности образца и поступлении в объем газообразных продуктов реакции.

Проиллюстрировать зависимость стационарного потенциала плазмы V ВЧ разряда от коэффициента прилипания электронов можно при помощи простейшей модели ВЧ импеданса плазменного конденсатора [21], дающей явное выражение для V через параметры системы:

$$V = \frac{3}{8} U_0 \frac{X}{\sqrt{(X-1)^2 + \gamma^2}}, \quad (2)$$

где $X = (\omega_0/\omega)^2$ — отношение квадрата собственной частоты колебаний электронного облака ω_0 к квадрату частоты ω внешнего поля, $\gamma = \nu/\omega$ где ν — частота электрон-атомных соударений. Собственная частота ω_0 явно зависит от плотности электронов n_e ,

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 \frac{2\Delta_0}{L} = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e} \frac{2\Delta_0}{L}, \quad (3)$$

где e , m_e — заряд и масса электрона, L — расстояние между ВЧ электродами, Δ_0 — амплитуда пространственных осцилляций электронного облака, в свою очередь зависящая от неизвестного X .

Значения X (и собственно ω_0 и Δ_0) легко определить из решения биквадратного уравнения [21]:

$$X^2 + \left[\frac{1}{\gamma} X(X-1) \right]^2 = A^2 = \left[\frac{8\pi e^3 n_0 U_0}{m^2 \omega^3 L \nu} \right]^2, \quad (4)$$

где в константу A в правой части входят только известные заданные параметры системы. В качестве n_0 фигурирует известное (измеренное экспериментально) значение плотности плазмы, соответствующее данному U_0 и значениям остальных параметров.

В отсутствие прилипания $n_0 = n_e$. Нетрудно убедиться, что в характерном для реальных условий диапазоне параметров: $\omega \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, $L \sim 1-5 \text{ см}$, $\nu \sim 10^8-10^{10} \text{ с}^{-1}$, $U_0 \sim 0.1-3 \text{ ед. СГС}$, $n_0 \sim 10^7-10^{10} \text{ см}^{-3}$, значения

параметра A (а значит, и X , т.к. $X \leq A$) находятся в интервале: $A \sim 1 \div 10^3$. При достаточно больших X из этого диапазона ($X > \gamma$) формула (2) предсказывает линейную зависимость для V от U_0 , т.е. $V \approx (3/8)U_0$, где явная зависимость от n_0 и n_e исчезает, т.к. исчезает зависимость от X .

Картина существенно изменяется при наличии прилипания электронов к нейтралам и образовании значительной концентрации отрицательных ионов $n_- \leq n_e$. Учтем прилипание при помощи коэффициента k , заданного соотношением: $n_e = kn_0$, где $n_0 = n_+ = n_- + n_e$ — общая концентрация плазмы. Известно, что в зависимости от сорта газа значение k может достигать 10^{-3} .

Таким образом, тому же значению плотности плазмы n_0 в модели импеданса будет соответствовать существенно меньшее значение n_e . Подстановка в (4) вместо n_0 концентрации "свободных" электронов $n_e = kn_0$ при значениях $k \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, приводит к тому, что в указанной области параметров разряда значение корней X в этом уравнении оказываются в области $X \leq 1$. При $\gamma > 1$ формула (2) приобретает вид ($\gamma > 1$ при $p > 10^{-2}$ Тор):

$$V \approx \frac{3}{8} U_0 \frac{X}{\gamma} \quad (5)$$

Учитывая, что при $X \leq 1$ имеет место примерное равенство $X \approx A$, окончательно получаем:

$$V \approx \frac{3}{8} k U_0 \left[\frac{8\pi e^3}{m} \frac{n_0 U_0}{\omega^3 L v} \right], \quad (6)$$

где в квадратных скобках стоит "старое" выражение для A через общую плотность плазмы n_0 . Формула (6) показывает, что при неизменном значении общей концентрации плазмы изменение коэффициента прилипания k непосредственно отражается на значении V , причем прилипание приводит к существенному снижению потенциала плазмы и нарушению линейной зависимости от U_0 .

Оба описанных механизма предсказывают сильную зависимость потенциала плазмы от травления поверхности образца, хотя явная зависимость чувствительности потенциала зонда от направления потока продуктов реакции делает вторую гипотезу более предпочтительной.

Эксперименты показали, что, как и при контроле ИЛТ, наибольшей чувствительности методики можно достичь, поместив зонд в приэлектродный слой. При этом на плавающий потенциал зонда оказывает влияние не только потенциал плазмы, но и ширина приэлектродного слоя, которая также сильно зависит от концентрации отрицательных ионов. Поскольку комплекс процессов, происходящих в химически активной плазме, чрезвычайно сложен, на сегодня возможно лишь приближенное качественное описание указанных эффектов. Однако, несмотря на недостаточное понимание их механизмов, оказалось возможным эффективное практическое применение методики контроля травления по плавающему потенциалу зонда в ВЧ разряде. При этом, универсальные рекомендации по использованию этой методики дать сложно. Конкретная ее реализация определяется конструктивно-технологическими особенностями каждой установки и должна окончательно доводиться на основе практического опыта ее применения.

Недостатком описанного выше способа контроля является негативное влияние на точность определения момента стравливания слоев колебаний потенциала зонда, вызванных нестабильностью параметров режима установки. Для устранения этого недостатка был предложен **метод двух зондов**. Метод основан на измерении разности плавающих потенциалов двух зондов, один из которых расположен вблизи поверхности образца со стороны откачки, т.е. так, чтобы он находился в потоке продуктов реакции, а другой — со стороны напуска рабочего газа на таком же расстоянии от потенциально-го электрода, т.е. в точке с таким же потенциалом плазмы (рис.6). Поскольку зонды находятся в одинаковых условиях, разностный сигнал практически нечувствителен к колебаниям разрядных параметров, а определяется изменением материала обрабатываемой поверхности.

Была также разработана модификация этого метода, в которой с целью повышения точности контроля процесса травления за счет исключения фоновых сигналов система измерительных электродов выполнена в виде трех зондов, размещенных последовательно один за другим между подложкодержателем и откачным патрубком, а их рабочие концы расположены в плоскости, параллельной поверхности мишени [22]. На рис.7 изображена принципиальная схема трехзондовой методики.

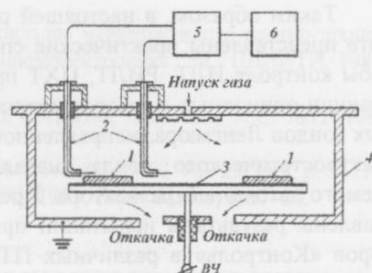


Рис. 6. Схема расположения зондовых датчиков в реакторе ПХТ:

- 1 — подложка с обрабатываемой структурой;
- 2 — зонды; 3 — ВЧ электрод; 4 — камера; 5 — "Контроль-09"; 6 — блок управления ВЧ генератором.

Испытания одно- и двухзондового датчика контроля по плавающему потенциалу совместно с приборами «Контроль» разных модификаций проводились также в технологических процессах скоростного травления пленок SiO_2 в локализованной плазме в реакторе индивидуальной обработки ВЧ-диодного типа на серийной промышленной установке «Плазма НД-125И»; в процессах ПХТ пленок Al в реакторе для групповой обработки «Плазма-планар»; в процессах скоростного удаления фоторезиста на установке «Плазма НД-125Ф»; в процессах ПХТ слоев Si_3N_4 , поли-Si, SiO_2 , фосфор-силикатного стекла в ВЧ-диодных реакторах установок фирмы «Хепол» (групповой и индивидуальной обработки), в реакторе индивидуальной обработки ВЧ-диодного типа установки «ПХО-008» и др. Во всех случаях зондовый контроль показал свою высокую эффективность, что подтверждено актами испытаний. На Рис. 8 в качестве примера приведена типичная кривая зависимости сигнала двухзондового датчика, соответствующая травлению структуры Al-SiO₂-Si. Путем остановки процесса в моменты времени, соответствующие различным точкам на диаграмме удалось точно сопоставить различные участки кривой различным стадиям протекания процесса. Эти стадии таковы (см. рис.8): $t = 0$ – включение разряда; ОА – переходной процесс при установлении разряда; АВ – травление слоя Al; точка В – начинает вскрываться слой SiO_2 под Al; точка С – Al полностью исчез, чистая поверхность SiO_2 ; CD – переходный процесс, вызванный, очевидно, травлением некоторого промежуточного слоя, природу которого установить не удалось; DE – травление слоя SiO_2 ; точка Е – начинает вскрываться Si под SiO_2 ; точка F – SiO_2 полностью стравлен, чистая поверхность кремниевой пластины. При травлении только слоев Al прибор «Контроль-09» был настроен таким образом, что выключение разряда производилось в точке С, соответствующей полному стравливанию слоя. В ходе испытаний были проведены многочисленные технологические процессы, показавшие высокую надежность и точность зондового контроля.

Таким образом, в настоящей работе представлены практические способы контроля ИЛТ, РИЛТ, ПХТ при помощи одиночных и многоэлектродных зондов Ленгмюра, направленного электростатического зонда, накаливаемого катода-нейтрализатора. Представлены результаты испытаний приборов «Контроль» в различных ПТП на многих промышленных установках. Отмечена высокая точность контроля по толщине стравливаемого слоя, хорошее разрешение по площади стравливаемой поверхности, отсутствие запаздывания сигнала об окончании процесса по времени.

На основании результатов исследований, изложенных выше, в ОНИЛ ДПТП ХГУ была разработана серия приборов контроля ПТП, позволяющих повысить чувствительность зондовых методик, исключить влияние флуктуационных процессов и автоматизировать процесс травления. Различные приборы серии «Контроль» отличаются типом ПТП, типом зондовых датчиков, алгоритмом обработки контрольного сигнала. В рамках настоящей статьи невозможно привести подробное описание всех этих приборов, поэтому на Рис. 9 показан общий вид приборов «Контроль-01» и «Контроль-09» из этой серии.

Обширные результаты экспериментальных и теоретических исследований, а также материалы патентов и конструкторских разработок позволяют сделать вывод, что зондовые методики контроля являются одним из наиболее универсальных и эффективных диагностических средств и не уступают, а во многих случаях превосходят традиционные методы по универсальности, чувствительности, помехозащищенности, простоте, надежности, достоверности контроля. Кроме того, применение этих методов не требует дорогостоящего оборудова-

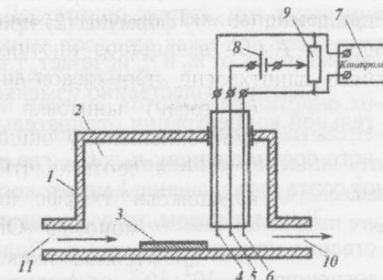


Рис. 7. Принципиальная схема трехзондовой методики. 1 – корпус реактора ПХТ; 2 – рабочий объем; 3 – подложкодержатель; 4-6 – зонды; 7 – прибор «Контроль»; 8 – источник постоянного напряжения; 9 – переменный резистор; 10 – отсачный патрубок; 11 – патрубок напуска рабочего

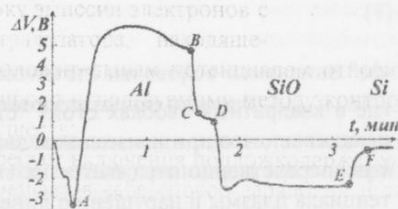


Рис. 8. Изменение разности плавающих потенциалов двух зондов при травлении структур типа Al – SiO_2 – Si в ВЧ плазменно-мическом реакторе.

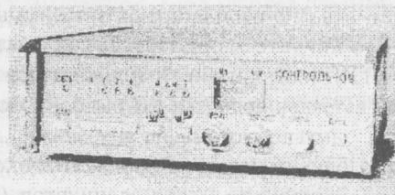
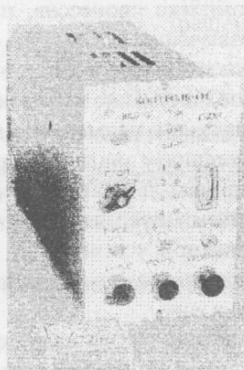


Рис. 9.

что делает их конкурентоспособными на рынке диагностических средств ПТП и весьма перспективными для применения в промышленности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Плазменные технологии в производстве СБИС. Под ред. Н. Айнспрука и Д. Брауна. М.: Мир. 1987. 472 с.
2. Данилин Б.С., Киреев В.Е. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. М.: Энергоатомиздат. 1987. 204 с.
3. Lieberman M.A. and Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. New York: Wiley (1995).
4. Данилин Б.С., Киреев В.Ю., Каплин В.А., Врублевский Э.М. Контроль процессов травления материалов в низкотемпературной плазме. ПТЭ, 1982, №1, с.19.
5. Фареник В.И. Контроль плазмохимического и ионно-химического травления зондовыми методами. Пленарный доклад, V отраслевая научно-техническая конференция, г. Нальчик, 12-14 октября 1983 г.
6. Маишев Ю.П. Ионные и ионно-плазменные системы и пути их развития для задач микроэлектроники. Микроэлектроника, 1977. Т.3, №2 (81), с.21-39.
7. Kaufman H.R. Technology of Ion-Beam Sources in Sputtering. J. Vac. Sci. Technol., 1979. Vol.15, No.2, P.272-276.
8. Зыков А.В., Качанов Ю.А., Фареник В.И., Юнаков Н.Н. Источник ионов, А.С. №144548 (СССР), 1984.
9. Бизюков А.А. и др. Качественный контроль состояния поверхности методами зондовой диагностики при контакте плазмы с твердым телом // Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции «Метрологическое обеспечение температурных и теплофизических измерений в области высоких температур», Харьков, 1983. С. 97.
10. Габович М.Д. Ионно-пучковая плазма и распространение компенсированных ионных пучков. УФН, 1977. Т.121, №2, с.259-284.
11. Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Фареник В.И. О зарядовой нейтрализации ионных пучков средней энергии. В сб. "Проблемы ядерной физики и космических лучей", 1989. Вып.31, с.55-58.
12. Бизюков А.А. и др. Оперативный контроль процессов распыления ионными пучками многослойных покрытий. - Поверхность. Физика, химия, механика. 1984, № 9, с.127.
13. Фареник В.И. и др. Токовые методы контроля состояния поверхности при обработке пучком ионов средних энергий. Тезисы докладов Всесоюзного совещания "Диагностика поверхности ионными пучками", Ужгород, 1985, с.104.
14. Бизюков А.А., Зыков А.В. Методы контроля процессов ионного травления по параметрам вторичной плазмы и потоков заряженных частиц. В сб. Тезисы докладов межотраслевого научно-технич. семинара "Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике". М.: ЦНИИТИ. 1989, с.206-207.
15. Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Качанов Ю.А., Фареник В.И., Юнаков Н.Н. Способ обработки диэлектрических мишеней в вакууме. Патент РФ №1580852 от 28.06.93.
16. Дудин С.В., Зыков А.В. Влияние термоэлектронной эмиссии на компенсацию объемного заряда широкого пучка ионов низкой энергии. Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, Вып. II, с. 58 -63.
17. Dudin S.V., Zykov A.V., Farenik V.I. Low Energy Intense Ion Beams Space Charge Neutralization. Rev. Sci. Instrum., 1994, V.65, № 4, Part II, p.1451-1453.
18. Фареник В.И. и др. Зондовый контроль ПХТ в ВЧ разряде. // В сб. Тезисы докладов межотраслевого научно-технич. семинара "Физические основы и новые направления плазменной технологии в микроэлектронике". М.: ЦНИИТИ. 1989, с.224-225.
19. Фареник В.И. и др. Способ контроля процессов плазмохимического травления покрытий подложек. А.С. №1204087 (СССР), 1984.
20. Keller J.H., Pennebelker W.B. Electrical properties of RF sputtering systems//IBM J. Res. Develop.-1979., Vol. 23, № 1, p. 3-11.
21. Будянский А.М. О механизме приэлектродных слоев в ВЧЕ разряде//Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, Вып. 1, с. 17-20.
22. Фареник В.И. и др. Способ контроля ПХТ покрытий. А.С. №1428167, (1986).

PROBE CONTROL OF PLASMA-VACUUM ETCHING PROCESSES IN MICROELECTRONICA TECHNOLOGY

A.M. Budyansky, A.V. Zykov, V.I. Farenik

Kharkov State University, 4 Svobody Sq., 310077, Kharkov, Ukraine

*Scientific Center of Physical Technologies, 1 Novgorodskaya Str., 310145, Kharkov, Ukraine

Some advanced techniques of probe application in specific conditions of technological plasma is described. A number of practical methods of ion-plasma etching control by means of single and multiple Langmuir probes, directional electrostatic probe, and glow cathode-neutralizer are presented. A family of devices "Control" is described designed for etching control by probes using specially developed circuits of probe signal processing and original algorithms of etching curve analysis. Results of these devices tests with different technological processes on a large number of installations are presented. The general-purpose device "Plasmameter" designed for the automated determination of the key parameters of laboratory and technological plasma is also described. The probe control techniques are proved to be one of the most versatile and efficient diagnostic tools that do not assent but even overpass traditional methods by many features.

KEYWORDS: microelectronics technology, vacuum-plasma etching, ion-beam plasma, RF discharge, Langmuir probe, float-ing potential, in-line etching check.

УДК 621.762.001:543.51

ВАКУУМ-ПЛАЗМЕННОЕ НАНЕСЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ ПРИ СИНТЕЗЕ ПОРОШКА КАРБИДА ВОЛЬФРАМА

С.С. Алимов, В.В. Бобков, В. П. Веремеенко, Д.Л. Рябчиков

Харьковский госуниверситет, физико-технический факультет, 310108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31.

E-mail: bobkov@phf.univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 12 мая 1999г.

В данной работе реализован традиционный способ синтеза карбида вольфрама из его окислов в вакууме с предварительным нанесением углерода на поверхность зерен исходного порошка WO_3 при помощи вакуум-плазменных методов. Исследован состав газовой среды рабочей камеры в процессе нанесения покрытий. Методами масс-спектрометрии вторичных ионов и рентгеновскими методами анализа исследован переходной слой углеродных пленок. На основании проведенных исследований предлагается новый подход к синтезу монокарбида вольфрама из порошка вольфрамового ангидрида с использованием дуговой распылительной системы.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: карбид вольфрама, порошок, пленки, покрытия, магнетронная распылительная система, дуговая распылительная система, масс-спектрометрия.

Современная промышленность предъявляет высокие требования к материалам для порошковой металлургии. В качестве одного из таких материалов для создания порошкового металлорежущего инструмента широко используется монокарбид вольфрама, обладающий высокой износостойкостью и жаропрочностью.

В промышленности карбид вольфрама получают по традиционной технологии, сначала восстанавливая триоксид вольфрама (WO_3) водородом до металла, а затем в смеси с сажей нагревом получают карбид вольфрама. При этом химический состав конечного продукта и его физико-химические свойства часто не удовлетворяют растущим требованиям производителей материалов для порошковой металлургии.

Разработка новых технологических решений, обеспечивающих получение порошка карбида вольфрама с заданными свойствами при более высокой производительности и низкой себестоимости, является актуальной задачей.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

С целью усовершенствования процесса синтеза карбида вольфрама из WO_3 были проведены эксперименты по его прямому получению из вольфрамового ангидрида в вакууме [1]. В этом случае синтез карбида вольфрама происходит за один этап. Необходимый химический состав конечного продукта достигается точным соблюдением весового соотношения исходных компонентов. Масс-спектрометрические исследования процесса синтеза на всех этапах его проведения показали, что выбор оптимальных параметров каждого из этапов необходимо проводить, исходя из операционного анализа состава газовой среды в реакционной камере [2].

С целью повышения эффективности процесса синтеза монокарбида в вакууме было предложено предварительно наносить при помощи вакуум-плазменных методов на зерна порошка вольфрамового ангидрида пленку углерода. Предполагалось, что хорошая адгезия нанесенной пленки уменьшит пороговую энергию реакции восстановления вольфрама и образования карбида вольфрама и ускорит начальный этап данного процесса.

Нанесение покрытий на зерна порошка WO_3 проводилось на установке, описанной в [3]. Толщина покрытий и их адгезионная прочность определялись на образцах свидетелях из стекла и ситалла. В процессе нанесения покрытий проводился масс-спектрометрический контроль газовой среды рабочей камеры.

Изучение переходной зоны между нанесенной пленкой углерода и зерном вольфрамового ангидрида осуществлялось при помощи метода масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС).

Для исследования переходной зоны методом ВИМС порошок вольфрамового ангидрида впрессовывался в медную пластинку, после чего на него в магнетронном или дуговом разрядах наносили углеродную пленку. Медь была выбрана вследствие своей пластичности после отжига, высокой электропроводности, а также по той причине, что ее изотопы и их кластерные комбинации не мешают проводить изучение вольфрама и его соединений (WC, WN, WO) методом ВИМС.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

С целью повышения эффективности процесса синтеза карбида вольфрама в вакууме были получены пленки углерода на поверхности зерен порошка WO_3 с использованием двух различных систем осаждения покрытий: магнетронной распылительной системы (МРС) и дуговой распылительной системы.

В случае нанесения покрытий при помощи МРС ($I_p = 1$ А, $V_p = 600$ В, $p = 1 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., время напыления - 30 мин.) адгезионная прочность полученной пленки сопоставима с прочностью материала пленки. Толщина пленки, измеренная методом микровзвешивания, составляла $\sim 0,1$ мкм. При этом скорость нанесения покрытия равна ~ 10 Å/мин, что объясняется низким коэффициентом распыления углерода. Климатические испытания в течение месяца показали, что адгезионная прочность пленки сохранилась.

В случае нанесения пленок при помощи дугового разряда ($I_p = 70$ А, $V_p = 30$ В, $p = 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., время напыления - 3 мин.) пленка на образце-свидетеле местами вспучилась и отлущилась. Толщина этой пленки, измеренная при помощи интерферометрического микроскопа, составляла около 1 мкм, т. е. на порядок больше толщины пленки, нанесенной в дуговом разряде, что соответствует скорости нанесения ~ 1000 Å/мин.

В процессе нанесения углеродного покрытия на порошок WO_3 производился операционный масс-спектрометрический контроль состава газовой среды в рабочей камере. Было обнаружено, что при зажигании разряда в МРС интенсивности пиков, соответствующих различным углеводородным соединениям, воде, атомарному и молекулярному азоту, уменьшаются. По всей видимости, это происходит по следующей причине. При распылении углеродной мишени поток атомов и кластеров углерода, часть из которых активизирована при распылении и в разряде, захватывают частицы газа и увлекают их к стенкам рабочей камеры, где и оседают вместе с ними. То есть МРС с углеродной мишенью одновременно работает, как сублимационно-сорбционный насос.

По сравнению с магнетронным разрядом в дуговом разряде поток углерода существенно больше, т.к. скорость распыления выше, поэтому процесс сорбирования распыляемым углеродом частиц газовой среды более явно выражен. Однако интенсивность пика, соответствующего 44 а. е. м., увеличивается. Возможно, в дуговом разряде более благоприятные условия для образования двуокси углерода. Также следует обратить внимание на небольшое увеличение в дуговом разряде интенсивности 26-го и 27-го пиков, которые в данном случае проинтерпретированы как ионы соединений CN и HCN.

Были проведены исследования переходной зоны между нанесенной пленкой углерода и поверхностью зерен вольфрамового ангидрида осуществлялось при помощи метода ВИМС.

В результате распыления ионами аргона углеродной пленки, нанесенной при помощи МРС, получены зависимости от времени интенсивностей ионных токов, соответствующих изотопам вольфрама, его соединениям WC, WO и углероду. На рис. 1 приведены зависимости токов вторичных ионов основных изотопов этих соединений от времени распыления. На интенсивность этих ионных токов в проведенных экспериментах не накладываются ионные токи других элементов и соединений.

Из рисунка видно, что в процессе распыления повышается интенсивность токов ионов WO^+ и W^+ , которые выбиваются преимущественно из вольфрамового ангидрида WO_3 . Это означает, что постепенно обнажается поверхность зерен вольфрамового ангидрида. Интенсивность тока ионов углерода C^+ при этом уменьшается, что соответствует распылению пленки углерода. Наличие пиков, соответствующих нитриду вольфрама в масс-спектре не обнаружено. В переходной зоне в небольшом количестве обнаружен карбид вольфрама.

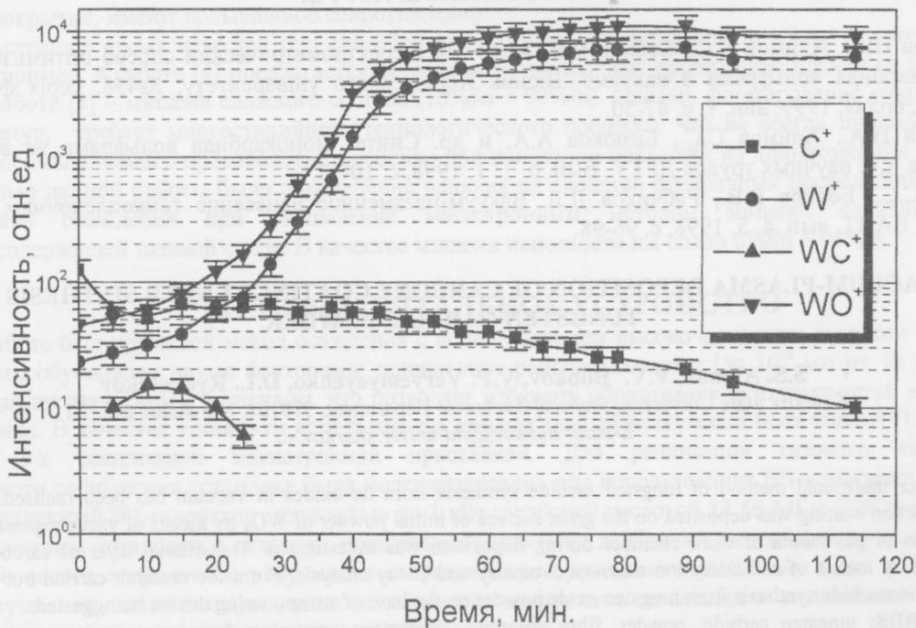


Рисунок 1. График зависимости интенсивностей токов вторичных ионов C^+ , W^+ , WC^+ , WO^+ от времени распыления.

Температура образца при дуговом нанесении составляла 800°C. Эта температура существенно выше, чем при магнетронном нанесении (<300°C). В связи с этим процесс образования карбида вольфрама должен идти более интенсивно при дуговом нанесении, чем при магнетронном, и его количество в этом случае должно быть больше.

Чтобы выяснить, присутствует ли в образце, покрытом углеродом в дуговом разряде, карбид вольфрама, был применен рентгеноструктурный анализ. Результаты анализа показали наличие монокарбида вольфрама в данном образце, т. е. при нанесении углерода на порошок вольфрамового ангидрида в дуговом разряде происходит реакция синтеза монокарбида вольфрама. В то же время в переходном слое образца с углеродным покрытием, нанесенным с помощью МРС, рентгеноструктурный анализ не установил наличие этого соединения. Это связано с существенно более низкой чувствительностью метода рентгеноструктурного анализа по сравнению с методом ВИМС.

Таким образом, были подтверждены наши предположения о том, что процесс образования карбида вольфрама в случае нанесения углерода с использованием дуговой распылительной системы происходит более интенсивно, чем при использовании МРС.

ВЫВОДЫ

В ходе проведения эксперимента по нанесению углерода на зерна порошка вольфрамового ангидрида выяснено, что наносить углерод на порошок вольфрамового ангидрида при помощи МРС нецелесообразно вследствие низкой скорости распыления углерода. Нанесение углерода с использованием дугового разряда происходило с достаточно высокой скоростью, при этом она не являлась максимально возможной.

На основе проведенных исследований предлагается новый подход к синтезу монокарбида вольфрама из порошка вольфрамового ангидрида с использованием дуговой распылительной системы. При этом поток мелкодисперсного углерода на зерна порошка осуществляется в результате дугового разряда. Массоперенос можно контролировать по току разряда и времени экспозиции. В процессе нанесения углерода поток электронов на графитовый тигель, в котором находится исходный порошок ангидрида, вызывает интенсивный его разогрев. Подавая на тигель регулируемое положительное смещение, можно управлять температурой порошка в широких пределах, осуществляя одновременно с нанесением углерода синтез монокарбида вольфрама. Предлагается также закреплять тигель с порошком на специальном вибрационном устройстве, благодаря чему будет создаваться "кипящий слой" порошка. Методика нанесения покрытий на мелкодисперсные материалы описана в работе [3]. За время работы характер перемешивания порошка позволит проводить напыление углерода на поверхность зерен вольфрамового ангидрида с однородностью не хуже 15% и предотвратить спекание частиц в процессе синтеза карбида. Процессы нанесения углерода и синтеза монокарбида должны сопровождаться масс-спектрометрическим контролем газовой среды рабочей камеры для управления процессом и обеспечения необходимого состава синтезируемого карбида вольфрама.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азаренков Н.А., Алимов С.С., Бобков В.В. и др. Масс-спектрометрический способ оптимизации процесса синтеза карбида вольфрама в вакууме. Вісник Харківського університету, №438, серія фізична «Ядра, частинки, поля», 1999, вип. 1, с. 47-50.
2. Азаренков Н.А., Алимов С.С., Бизюков А.А. и др. Синтез монокарбида вольфрама из вольфрамового ангидрида. Сб. научных трудов ДГТУ. Вып. 6. Т. 1. 1998. с. 10-12.
3. Алимов С.С., Бобков В.В., Рябчиков Д.Л. Вакуум-плазменное нанесение тонкопленочных покрытий на порошки. ВАНТ, вып. 4, 5. 1998, с. 96-98.

VACUUM-PLASMA DEPOSITION OF CARBONE COATINGS UNDER SYNTHESIS OF TUNGSTEN CARBIDE POWDER

S.S. Alimov, V.V. Bobkov, V.P. Veryemyeyenko, D.L. Ryabchikov

Kharkov State University, Physical-Technical Department, 310108, Kurchatov ave., 31.

E-mail: bobkov@pht.univer.kharkov.ua

In this paper traditional method of tungsten carbide synthesis from its oxides in vacuum has been realised. Before the synthesis carbon coating was deposited on the grain surface of initial powder of WO_3 by means of vacuum-plasma methods. Composition of gas media of work chamber during deposition was investigated. Transitional layer of carbon films was investigated by means of secondary ion mass-spectrometry and X-ray analysis. From the research carried out new way to tungsten monocarbide synthesis from tungsten oxide powder on the base of arc sputtering device is suggested.

KEY WORDS: tungsten carbide, powder, films, coatings, magnetron sputtering device, arc sputtering device, Mass-Spectrometry.

УДК 533.915:539.23

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГОВКЛАДА ПРИ ВЧ-МАГНЕТРОННОМ ОСАЖДЕНИИ ПРОЗРАЧНЫХ ПРОВОДЯЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛЕНОК

А.Г. Чунадра, А.А. Мирошник

Харьковский государственный университет, 310108, Харьков, пр. Курчатова, 31

Поступило в редакцию 24 мая 1999 г.

В работе исследуется влияние ВЧ-мощности при нанесении прозрачных электропроводящих пленок оксидов индия-олова методами реактивного ВЧ-магнетронного нанесения. На основании полученных зависимостей сопротивления покрытий и коэффициента прозрачности в видимой области спектра от уровня подводимой ВЧ-мощности установлено, что имеет место оптимальный уровень ВЧ-мощности, при котором формируется покрытие с низким сопротивлением без снижения прозрачности в видимой области спектра. Наличие оптимального уровня ВЧ-мощности может быть обусловлено различными физическими свойствами оксидов индия и олова.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнетрон, уровень ВЧ-мощности, газовый датчик.

Тонкие прозрачные электропроводящие оксидные пленки на протяжении многих лет успешно применяются в различных областях науки и техники. В последнее время интерес к вопросам формирования данных покрытий обусловлен широким внедрением плоских матричных дисплеев, попыткой создания высокоэффективных стабильных солнечных батарей большой площади для коммерческого использования, применением в строительстве стекла с отражающими в инфракрасной области спектра свойствами. В таких изделиях пленка выполняет роль прозрачного электрода. Для ее создания требуется выполнение двух противоречивых условий: получение высокой прозрачности, свойственной диэлектрикам [1], и хорошей электропроводности (с сопротивлением не выше 20 Ом/кв. [1,2]), свойственной проводникам. Чаще всего применяются прозрачные проводящие пленки на основе SnO_2 , In_2O_3 , Cd_2SnO_4 , ZnO и др. [1].

Существующие методы осаждения данных покрытий требуют, как правило, последующего отжига пленок при относительно высоких температурах [5], что неприемлемо для низкотемпературных стекол, и особенно, полимерных основ. Анализ известных способов нанесения полупроводниковых пленок показывает, что для промышленного применения наиболее рентабельно использование метода магнетронного нанесения за счет распыления металлической мишени в кислородосодержащей газовой среде [3,6]. Такой метод позволяет проводить процесс при низкой тепловой нагрузке на подложку, имеет хорошую повторяемость свойств получаемых покрытий, и дает возможность относительно просто автоматизировать процесс. Однако, получаемые таким способом покрытия, имеют повышенное сопротивление.

В настоящее время известен ряд способов уменьшения сопротивления пленки, исключаящих стадию отжига. Например, в работе [4] предлагается формировать прозрачные проводящие пленки на основе гетероструктур, в работе [5] – мишени сложного состава (10%Sn + 90%In). Однако, формирование покрытий на основе гетероструктур, требует многостадийного технологического процесса, что не всегда приемлемо в условиях массового промышленного производства, особенно при нанесении покрытий на длинномерные рулонные материалы. Целью данной работы было определение влияния на свойства прозрачных проводящих оксидных пленок условий осаждения при распылении магнетронным методом мишени сложного состава в кислородосодержащей газовой среде. В качестве мишени использовался сплав 6%Sn + 94%In.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО

В работе был применен метод осаждения с использованием высокочастотного газового магнетрона, выбор которого обусловлен двумя факторами: пониженное рабочее давление (до 10^{-3} мм рт. ст.) и возможность работы с диэлектрическими мишенями, что позволяет избежать образования катодных пятен на легкоокисляемых мишенях. В качестве установки использовался универсальный вакуумный пост типа ВУП-5М, укомплектованный 3-х секционной магнетронной приставкой. Для реализации газового высокочастотного магнетронного распыления установка была модернизирована под использование ВЧ-комплекса, который включал промышленный ВЧ-генератор мощностью до 1 кВт с рабочей частотой 13.56 МГц. Для устойчивой работы откачной системы установки в условиях повышенного рабочего давления применялось дросселирование диффузионного насоса посредством вакуумного сопротивления проводимостью 0.8 л/с, а для снижения термических нагрузок на легкоплавкую мишень штатные испарители косвенного охлаждения мишени были модернизированы под непосредственное охлаждение мишени.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Поскольку рентабельность данного технологического процесса определяется скоростью осаждения покрытия, которая пропорциональна подводимой мощности, то эксперименты, в первую очередь, были направлены на изучение влияния ВЧ-мощности на параметры получаемых покрытий. Исследования проводились в интервале значений мощности $50 \div 500$ Вт, при давлении $3.2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. в атмосфере 80% Ag + 20% O₂. Нижний предел мощности был обусловлен условиями зажигания интенсивного разряда, верхний предел – условиями охлаждения системы. Рабочее давление и состав газовой среды были подобраны экспериментально для данной конкретной системы. Наличие аргона необходимо для обеспечения эффективного распыления мишени. Для снижения уровня примесей объем рабочей камеры предварительно откачивался до давления $4 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.. Расстояние между подложкой и мишенью магнетрона выбиралось из условия равномерности толщины покрытия на площади 30 см² и составляло 6 см.

Сопротивление получаемого покрытия контролировалось в процессе нанесения, для чего предварительно на стеклянную подложку наносились медные токопроводящие контакты. Осаждаемое покрытие имело форму квадрата со стороной 3 см. Поскольку электрическое сопротивление пленки и коэффициент пропускания света зависят от ее толщины, то для исследования влияния условий осаждения на параметры пленки толщину покрытия делали постоянной и равной 0,2 мкм. Данная толщина позволяет получать относительно низкое сопротивление пленки при хорошей прозрачности за сравнительно малое время. Время проведения процесса определялось скоростью осаждения $t = d/v_{ос}$ в зависимости от подводимой ВЧ-мощности для чего предварительно была получена эмпирическая связь этих параметров для данной конкретной системы.

На рис.1. приведены зависимости сопротивления пленки и ее коэффициента пропускания в видимой области спектра от подводимой к магнетрону ВЧ-мощности. Для этой мишени были получены образцы с сопротивлением порядка $0.1 \div 1.0$ кОм/кв. и прозрачностью в видимой области спектра выше 90%. Видно, что сопротивление получаемой пленки R имеет немонотонную зависимость от уровня мощности. Для диапазона значений $50 \div 140$ Вт формируемые покрытия имеют чисто диэлектрические свойства (сопротивление стремится к бесконечности). Начиная с уровня 140 Вт сопротивление постепенно снижается и достигает своего минимума при 160 Вт. Дальнейший рост мощности вновь ведет к увеличению сопротивления. При этом, коэффициент пропускания света T , оставаясь практически неизменным в диапазоне $50 \div 140$ Вт, также начинает снижаться с уровня мощности 140 Вт, монотонно спадая до нуля при 200 Вт. Отметим, что плотность мощности, приходящаяся на распыляемую поверхность мишени магнетрона

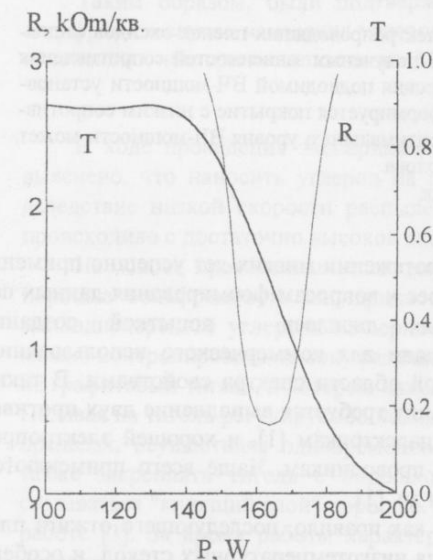


Рис.1. Зависимость сопротивления пленки R и коэффициента пропускания света T от подводимой ВЧ-мощности. (Состав мишени: 94% In + 6% Sn).

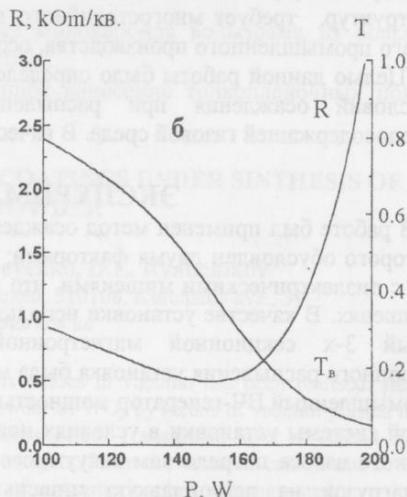
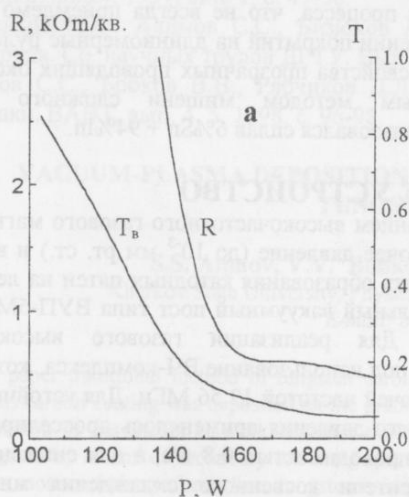


Рис.2. Зависимость сопротивления пленки R и коэффициента пропускания света T от подводимой ВЧ-мощности: а) состав мишени: 100% Sn, б) состав мишени: 100% In.

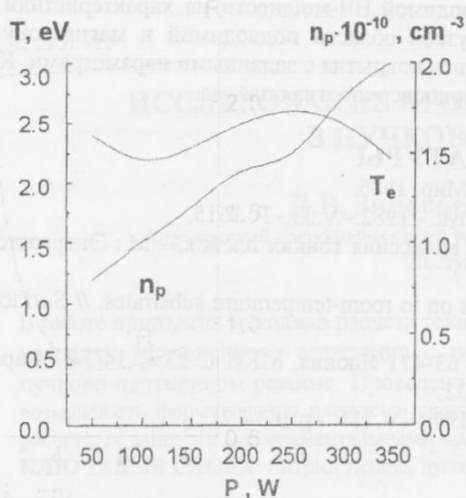


Рис.3. Влияние подводимой ВЧ-мощности на температуру и плотность приповерхностной плазмы.

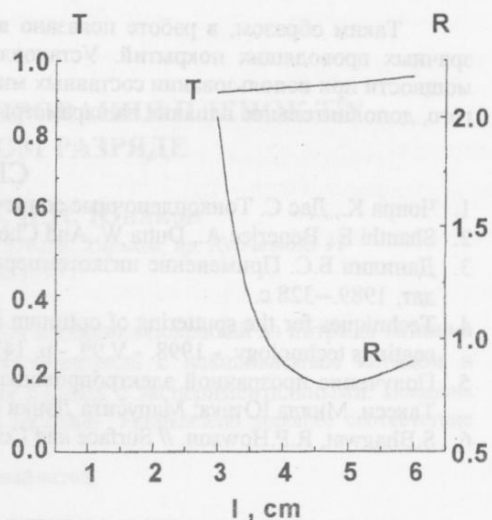


Рис.4. Зависимость коэффициента пропускания и сопротивления пленки от расстояния до магнетрона.

для уровня ВЧ-мощности, соответствующего минимальному сопротивлению пленки, составляет 70 Вт/см^2 .

Для выяснения причины неоднозначного поведения сопротивления пленки от условий осаждения, в идентичных условиях были проведены процессы осаждения с использованием чисто индиевой и оловянной мишеней. Результаты экспериментов представлены на рис.2. Видно, что характер изменения прозрачности как для оловянной, так и индиевой мишеней аналогичен случаю для мишени из сплава. Однако, сопротивление с ростом уровня подводимой ВЧ-мощности возрастает для чисто индиевой мишени и уменьшается для чисто оловянной мишени. Причем минимум сопротивления пленки достигается на уровне 160 Вт, что совпадает с минимумом сопротивления для мишени из сплава 94% In + 6% Sn. Надо отметить, что сопротивление пленки, полученной из сплава, намного ниже, чем у пленки, полученной из мишеней на основе чистых материалов. Из рисунков видно, что только в узкой области подводимой ВЧ-мощности получают покрытия с заданными параметрами и не превышает 10-20 Вт.

Синхронное снижение сопротивления пленки и коэффициента пропускания связано с тем, что параллельно с осаждением окислов металлов осаждается и металлическая фаза. Поэтому, для получения пленки с заданными прозрачностью и электропроводностью необходимо четкое выдерживание баланса между потоками окислов и металла, а значит - уровень подводимой ВЧ-мощности.

Дополнительным процессом, влияющим на параметры формируемых пленок, является окисление поверхностных слоев пленок под воздействием приповерхностной плазмы. Поэтому были проведены исследования зависимости параметров плазмы от внешних условий вблизи поверхности, на которой проводился синтез полупроводниковых покрытий. Результаты экспериментов по влиянию подводимой ВЧ-мощности на температуру и плотность приповерхностной плазмы представлены на рис.3. Зависимости были сняты при давлении $3.2 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ в атмосфере 80% Ar + 20% O_2 . Из рисунка видно, что температура электронов практически не изменяется, а плотность плазмы линейно возрастает с ростом подводимой ВЧ-мощности.

Для выяснения влияния фоновой плазмы на параметры осаждаемых покрытий была снята зависимость коэффициента пропускания и сопротивления пленки от расстояния до магнетрона. Результаты эксперимента представлены на рис.4. Нанесение проводилось при оптимальной подводимой ВЧ-мощности 160 Вт. Материал мишени 6%Sn + 94%In. Из рисунка видно, что коэффициент пропускания в видимой области спектра остается неизменным ($\approx 94\%$) на расстояниях больше 3 см, т. е. вне области плотной плазмы магнитной ловушки магнетрона. При расположении образцов вблизи поверхности магнетрона формируется покрытие с чисто диэлектрическими свойствами. Вблизи магнитной ловушки магнетрона плотность плазмы в этом случае достигает 10^{-13} см^{-3} , что на 3 порядка больше плотности фоновой плазмы. Так как плотность потока прямо пропорциональна подводимой мощности, то согласно рис.1,3. имеем возрастание сопротивления пленки при более высоком уровне подводимой к магнетрону мощности. При расстояниях больше 3 см сопротивление образцов остается неизменным (порядка сотен ом на квадрат).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе показано влияние уровня подводимой ВЧ-мощности на характеристики прозрачных проводящих покрытий. Установлено, что только в узкой области подводимой к магнетрону ВЧ-мощности при использовании составных мишеней можно получить покрытия с заданными параметрами. Кроме того, дополнительное влияние на параметры пленок оказывает приповерхностная плазма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чопра К., Дас С. Тонкопленочные солнечные элементы. - М.: Мир, 1986.
2. Shanthi E., Benerjee A., Dutta W. And Chopra K.L. // J. Appl. Phys. - 1982. - V.53. - P. 1615.
3. Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. -- М.: Энергоатомиздат, 1989. -- 328 с.
4. Techniques for the sputtering of optimum indium-tin oxide films on to room-temperature substrates. // Surface and coatings technology. - 1998. - V.99. - p. 147-160.
5. Получение прозрачной электропроводящей пленки.: Заявка 63-471 Япония, МКИ С 23 С 14/34 / Карасава Такеси, Мияда Ютака; Мацусита Дэнки сатё к.к. - №61-145202.
6. S.Bhagwat, R.P.Howson. // Surface and Coatings Technology. - 1999. -V.111. - p.163-171.

INFLUENCE DEPOSITION OF ENERGY WITH HF-MAGNETRON SPUTTERING OF TRANSPARENT CONDUCTING COVERINGS ON PARAMETERS OF FILMS

Chunadra A.G., Miroshnik A.A.

Kharkov State University, 31 Kurchatov ave., Kharkov, 310108, Ukraine

In work the influence of HF-capacity is investigated with drawing transparent conducting films indium - tin oxides by the methods of jet HF-magnetron sputtering. On the basis of the received dependences of resistance of coverings and factor of a transparency in seen area of a spectrum from a level of HF-capacity is established, that has a place an optimum level of HF-capacity, with which the covering with low resistance without reduction of a transparency in seen area of a spectrum is formed. The presence of an optimum level of HF-capacity can be caused by various physical properties of oxides indium and tin.

KEY WORDS: magnetron, level of HF-capacity, gas gauge.

УДК 533. 915

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПЛЕНОК TiN В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОМ РАЗРЯДЕ

Д.В. Зиновьев, А.Ф. Целуйко, Н.Н. Юнаков

Харьковский государственный университет, Украина, 310108, Харьков, пр. Курчатова 31

Поступило в редакцию 24 мая 1999 г.

В работе приведена методика расчета технологического процесса нанесения покрытий из нитрида титана в условиях термоионного осаждения с использованием дугового разряда с накаливаемым катодом в пучково-плазменном режиме. Проведено сравнение расчетных данных с экспериментальными. Показана возможность формирования пленок со скоростью осаждения до 2 мкм/мин. Установлено хорошее соответствие расчетных данных с экспериментальными значениями.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нитрид титана, дуговой разряд, накаливаемый катод.

Широкое использование покрытий на основе нитридов металлов в различных областях науки и техники предполагает поиск новых методов формирования таких структур. Работы ведутся в направлениях повышения производительности оборудования и расширения ассортимента обрабатываемых материалов. Хорошо известны и давно применяются на практике такие методы получения нитрида титана как: метод катодно-ионной бомбардировки, осаждение с использованием газового магнетрона и ВЧ-магнетрона. Разработан ряд технологических установок и технологий для получения пленок данного типа, однако потребность в них продолжает оставаться.

В работе [1] был описан плазменный электронно-лучевой метод осаждения нитрида титана в условиях термоионного осаждения с использованием дугового разряда с накаливаемым катодом в пучково-плазменном режиме, отмечены принципиальные особенности построения данных систем, описан механизм автостабилизации системы. В предлагаемой работе продолжены исследования в данной области, приведена методика расчета технологического процесса, проведено сравнение расчетных данных с экспериментальными.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В вакуумной камере расположены источник плазмы 1 на основе дугового разряда с накаливаемым катодом и тигель 2 с испаряемым веществом (Ti), на который подается положительный относительно земли потенциал 0–1 кВ от источника питания ИП 3. Разогрев тигля до рабочей температуры осуществляется под действием разогревающего электронного пучка, который формируется непосредственно у поверхности тигля в приповерхностном слое объемного заряда 5. Энергия электронного пучка определяется разностью между потенциалом тигля и потенциалом плазмы, а его ток – площадью поверхности слоя и плотностью плазмы.

Синтез покрытия из нитрида титана на обрабатываемой поверхности происходит в условиях когда на нее одновременно поступают атомы титана за счет испарения из тигля и ускоренные ионы азота с энергией, необходимой для прохождения химической реакции, в данном случае, 150–200 эВ. Для ускорения ионов азота была использована методика, описанная в работе [2]. Формирование ионного потока происходит под воздействием первичного электронного пучка, формируемого в источнике плазмы 1. В случае гальванически изолированной поверхности первичный электронный пучок заряжает обрабатываемую поверхность 4 под отрицательный относительно плазмы потенциал, величина которого определяется как энергией первичного электронного пучка так и параметрами плазмы. При этом, вблизи отрицательно заряженной поверхности образуется слой некомпенсированного положительного объемного заряда 6, электрическое поле которого ускоряет положительные ионы рабочего газа (азота) в сторону отрицательно заряженной поверхности. Как было показано в работе [2] таким образом возможно формировать практически моноэнергетичные (с тепловым разбросом 10–20 эВ) ионные потоки с энергиями от десяти до нескольких сотен эВ с плотностью тока до 10 мА/см². Ввиду того, что первичный электронный пучок формируется внешним источником, изменяя ток первичного пучка либо его энергию, можно управлять энергией и плотностью тока ионного пучка на обрабатываемую поверхность.

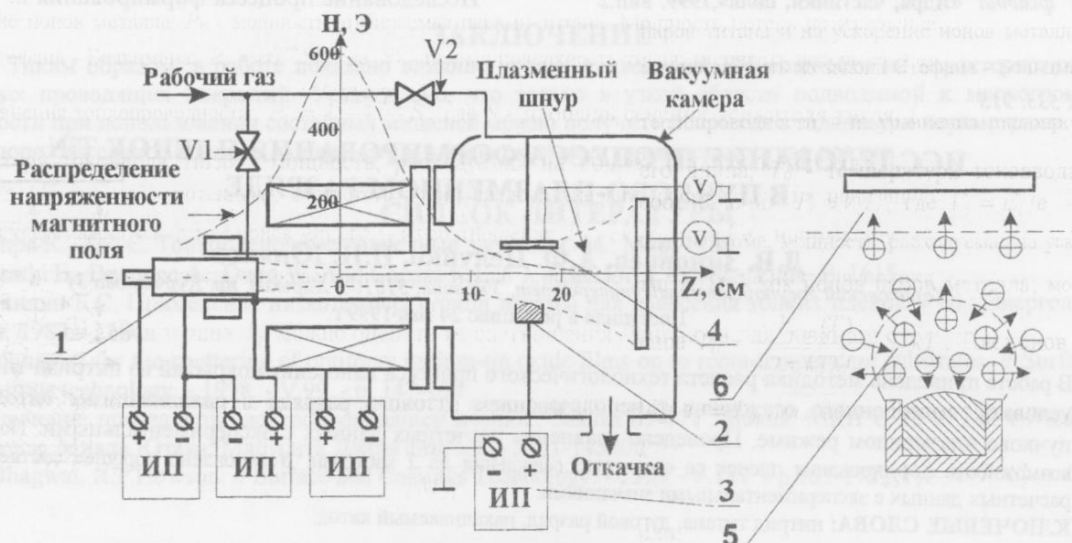


Рис 1. Схема экспериментальной установки.

РАСЧЕТ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ НАНЕСЕНИЯ TiN

Формирование покрытий нитрида титана необходимого стехиометрического состава определяется балансом потоков паров титана и азота в невозбужденном, возбужденном и ионизированном состояниях на поверхность образца.

$$\alpha v_0 + \beta v^* + \gamma v^+ = v_{Ti}$$

где v_{Ti} , v_0 , v^* , v^+ - плотность потоков титана, молекулярного азота, азота в возбужденном состоянии и азота в ионизированном состоянии соответственно; α , β , γ - коэффициенты связывания азота в соответствующем состоянии. Поскольку при характерных для данного метода условий осаждения ($p = 3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., $n_{pl} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$) плотность потока нейтральных атомов азота лишь незначительно превышает плотность потока ионов азота, то учитывая существенные отличия в коэффициентах связывания ($\gamma \gg \alpha, \beta$) в дальнейшем можно рассматривать только ионную компоненту:

$$\gamma v^+ \approx v_{Ti}$$

Ввиду того, что плотность плазмы в рабочем режиме является практически неизменной, то основная задача сводится к определению рабочей температуры тигля, при которой выполняется данное равенство.

В условиях, когда размеры испаряющей поверхности тигля существенно меньше расстояния между тиглем и образцом d , плотность потока пара титана на плоскую поверхность в пренебрежении диффузионными процессами, можно оценить из условия:

$$\int_0^\infty 2\pi r v(r) dr = \frac{P_{нас}(T)}{\sqrt{2\pi k T M_{Ti}}} \cdot S_T$$

где $v(r)$ - плотность потока паров металла в данную точку на подложке, $P_{нас}$ - давление насыщенного пара металла, T - температура тигля, M_{Ti} - масса атома металла, S_T - поверхность испарения материала из тигля, r - расстояние от текущей точки на подложке до оси, проходящей по нормали к поверхности подложки через центр тигля. Учитывая косинусоидальное распределение плотности потока $v(r)$ испаряемого металла после интегрирования можно записать выражения для плотности потока на поверхность образца с учетом расстояния от тигля до образца и размеров тигля:

$$v(r) = v(0) \frac{1}{[1 + (r/d)^2]^2}, \text{ где } v(0) = \frac{P_{нас}(T)}{\sqrt{2\pi k T M_{Ti}}} \cdot \frac{S_d}{\pi d^2}$$

Для нахождения $P_{нас}$ в условиях, когда температура металла ниже температуры испарения можно воспользоваться либо табличными значениями [3], либо приближенным выражением:

$$P_{нас} = A e^{-b/T}$$

где A и b - константы, характерные для данного металла. Температуру тигля можно оценить из уравнения баланса мощности:

$$P_{eb} = P_r + P_\lambda + P_i + P_{ib} + P_0,$$

где: P_{eb} - мощность электронного пучка, бомбардирующего тигель; P_r - мощность потерь излучением; P_λ - мощность потерь за счет теплопроводности конструктивных элементов тигля; P_i и P_{ib} - мощность, расходуемая соответственно на ионизацию

паров титана и на ускорение ионов металла; P_0 - мощность, отбираемая парами титана. Мощность потерь на излучение можно оценить из закона Стефана - Больцмана: $P_r = \sigma T^4 S'_T$ где S'_T - полная поверхность тигля; мощность потерь за счет теплопроводности - из уравнения теплопроводности: $P_\lambda = \lambda \frac{T - T_0}{l} S$, где S - площадь сечения держателя тигля, l - его длина, T_0 - температура токоввода тигля; мощность, расходуемая на ионизацию паров металла - из соотношения $P_i \approx V_i I_i$, где $V_i = E_i/e$ - потенциал, соответствующий средней энергии, расходуемой на ионизацию одного атома; мощность, расходуемая на ускорение ионов металла - из соотношения $P_{ib} \approx V_T I_i$, где V_T - напряжение на тигле, I_i - ток ионов паров металла; мощность, отбираемая парами титана определяется из уравнения для потока пара $P_0 = \frac{P_{nac}(T)}{\sqrt{2\pi k T M_{Ti}}} S_T k T$. Ток ионов титана I_i можно оценить из соотношения Ленгмюра для двойного слоя

[4]: $I_i = I_{eb} \sqrt{m_e/M_{Ti}}$. Таким образом, уравнение баланса мощности можно представить в виде:

$$I_{eb} V_T = \sigma T^4 S'_T + \lambda \frac{T - T_0}{l} S + (V_i + V_T) I_{eb} \sqrt{\frac{m_e}{M_{Ti}}} + P_{nac}(T) S_T \sqrt{\frac{k T}{2\pi M_{Ti}}}$$

или:

$$I_{eb} \left[V_T \left(1 - \sqrt{\frac{m_e}{M_{Ti}}} \right) - V_i \sqrt{\frac{m_e}{M_{Ti}}} \right] = \sigma T^4 S'_T + \lambda \frac{T - T_0}{l} S + P_{nac}(T) S_T \sqrt{\frac{k T}{2\pi M_{Ti}}}$$

Учитывая, что $\sqrt{m_e/M_i} \ll 1$; $V_i \ll V_T$, а также что при $T \approx 2000$ °К в нашем случае $P_r \gg P_\lambda \gg P_0$ уравнение баланса мощности примет вид:

$$I_{eb} V_T \approx \sigma T^4 S'_T$$

Учитывая, что основную роль в формировании нитрида титана играют ионы азота, т.е. $v_{Ti} \approx v^+$. Плотность потока ионов азота можно оценить из уравнения для тока насыщения Бома [5]

$$v^+ = \frac{J_i}{q_i} = 0,4 n_p \sqrt{2kT_e/M_{N_2}}$$

где M_{N_2} масса молекулярного иона азота. Таким образом, окончательно получаем расчетные формулы, связывающие температуру тигля с мощностью разогрева и параметрами плазмы:

$$T = \left(\frac{I_{eb} V_T}{\sigma S'_T} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \frac{S_T P_{nac}(T)}{\pi d^2 \cdot \sqrt{2\pi k T M_{Ti}} \cdot \left[1 + \left(\frac{r}{d} \right)^2 \right]^2} = 0,4 \gamma n_p \sqrt{\frac{2kT_e}{M_{N_2}}}$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе использовался тигель с поверхностью испарения $S_T = 0,8 \text{ см}^2$ и полной поверхностью $S'_T = 7,3 \text{ см}^2$. При разрядном токе источника плазмы $I_p = 2 \text{ А}$ плотность тока ионов азота на обрабатываемую поверхность составляла 4 мА/см^2 , что соответствует плотности потока молекулярных ионов азота $4,8 \cdot 10^{16} \text{ ат./см}^2 \cdot \text{с}$. В предположении коэффициента связывания ионов азота на обрабатываемой поверхности $\gamma = 1$ плотность потока атомов титана также должна быть порядка $4,8 \cdot 10^{16} \text{ ат./см}^2 \cdot \text{с}$. При расстоянии между тиглем и обрабатываемой поверхностью 5 см температура тигля должна составлять порядка 2000 °С, что соответствует мощности разогрева 1200 Вт . Как было показано в работе [1], ток разогревающего пучка электронов соответствует току источника плазмы (в данном случае 2 А), что соответствует разности потенциалов между тиглем и плазмой 600 В . Ожидаемая скорость осаждения нитрида титана составляет 4 мкм/мин .

Эксперименты по осаждению покрытий из нитрида титана проводились при следующих параметрах. Рабочий газ - азот при давлении в вакуумной камере $3 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$ Напряжение разряда и ток разряда источника плазмы подбирались так, чтобы потенциал коллектора был равен 200 В и составляли 250 В и 2 А соответственно. Образование двойного слоя у поверхности тигля с титаном происходило при токе на тигель 2 А и напряжении порядка 600 В . Время осаждения покрытий 5 мин . Расстояние до подложки 5 см . При этом получены пленки нитрида титана толщиной $9 \div 10 \text{ мкм}$, что соответствует максимальной скорости осаждения 2 мкм/мин . Отличие расчетной скорости осаждения нитрида титана от полученной экспериментально очевидно, связано с тем, что в расчетах коэффициент связывания ионов азота на обрабатываемой поверхности γ предполагался равным 1 , а так же отличием температуры тигля от расчетной. Тем не менее, предложенная оценка расчета по порядку величины соответствует экспериментальным данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д.В.Зиновьев, А.Ф.Целуйко и др. Термоионное осаждение тонких пленок в отражательном дуговом разряде. Вестник ХГУ. Серия физическая "Ядра, частицы, поля", №421, 1998.
2. Д.В.Зиновьев, А.Ф.Целуйко и др. Формирование низкоэнергетических ионных потоков в разрядах с накалимым катодом. Вестник ХГУ. Серия физическая "Ядра, частицы, поля", №421, 1998.
3. Габонович М.Д., Плешивцев Н.В. и др. Пучки ионов и атомов для УТС и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Lengmuir I., Mott-Smith H. // Gen. Electric Rev., -1924, -V.27, -№2, -p.449-473.
5. D.Bohm. The characteristics of electrical discharge in magnetic field. Ed. by Guthrie. Wakerling, №7, 1949.

INVESTIGATION THE PROCESSES OF FORMATION TiN FILMS IN PLASMA-BEAM DISCHARGE

Zinoviev D.V., Tseluyko A.Ph., Yunakov N.N.

Kharkov State University, 31 Kurchatov ave., Kharkov, 310108, Ukraine

In work the technique of account of technological process of TiN coverings deposition in conditions of thermoion deposition with use of the arc discharge with hot cathode in the plasma-beam mode is given. The comparison of the calculated data with experimental is carried out. The opportunity of films formation with deposition rate up to 2 mkm / min is shown. It is found the good conformity of the calculated data with the experimental values.

KEY WORDS: TiN, arc discharge, hot cathode.

УДК 621.793.184.06

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ДОЗЫ ИМПЛАНТАЦИИ

С.Н. Стервеедов

Харьковский государственный университет, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4
E-MAIL : stery@pht.univer.kharkov.ua
Поступила в редакцию 22 мая 1999 г.

Описана многоканальная микропроцессорная система измерения дозы имплантации ускорителя-имплантера. Система разработана на базе классических цилиндров Фарадея, микропроцессора PIC16F84 и позволяет измерять плотность тока пучка ионов в диапазоне 0 . . . 100 мкА/см². Верхний предел измерения дозы имплантации составляет 1×10^{20} ион/см² с погрешностью $\leq 0.5\%$.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА : ионная имплантация, плотность тока, цилиндр Фарадея, доза имплантации, интегратор.

Эффективность использования ускорителей-имплантеров в экспериментальной физике и технологических операциях в значительной степени зависит от возможностей применяемых средств диагностики пучка ионов. Поэтому, разработке устройств измерения параметров пучков уделяется повышенное внимание специалистами и пользователями ускорительной техники.

Внедрение микропроцессорной техники и использование режима реального времени для управления и оптимизации имплантеров позволяют реализовать одно из основных преимуществ ионной имплантации - точное задание и определение концентрации примеси в течение процесса. Для этой цели наиболее часто применяют электрический контроль за плотностью тока пучка, так как при облучении происходит одновременный перенос заряда и вещества.

Наиболее точно ток пучка ионов определяется токоприемником в виде цилиндров Фарадея (ЦФ). Для определения дозы имплантации сигналы с ЦФ подаются на интеграторы, осуществляющие подсчет суммарного заряда падающих ионов. Общая доза имплантации получается делением суммарного заряда на заряд иона [1,2]:

$$D_{\text{общ}} = Q_{\text{общ}} / q = (1/q) \int j_n dt$$

Удобно пользоваться дозой, отнесенной к единице площади имплантации - удельной дозой:

$$D_{\text{уд}} = Q_{\text{общ}} / Aq = (1/Aq) \int j_n dt, \text{ где } A - \text{площадь имплантации.}$$

Предполагается, что все попавшие на мишень ионы являются ионами заданного вида с зарядом q и остаются в имплантируемой мишени, устройство измерения правильно интегрирует ток пучка, а легируемая площадь A корректно определена. Однако, приведенные предположения не всегда достижимы в существующих системах измерения дозы. Для точного измерения дозы имплантации в экспериментальных и технологических имплантерах была разработана микроконтроллерная система мониторинга, удовлетворяющая современным требованиям к аппаратуре данного класса.

Система мониторинга (СМ) ионного пучка предназначена для настройки и текущего контроля плотности ионного тока, равномерности облучения мишени и измерения дозы имплантации. Для улучшения измерительных свойств ЦФ выполнены с большим отношением длины l к диаметру d ($l/d \geq 6$), подавляющими и апертурными электродами. ЭСИ представляет собой микроконтроллерный многоканальный интегрирующий аналого-цифровой преобразователь со светодиодным дисплеем и выводом информации по последовательному каналу в стандарте RS - 232. Программное обеспечение ЭСИ обеспечивает многоканальный ввод данных с ЦФ, их преобразование, анализ, сравнение с заданными установками, учет материала облучения, измерение эффективности ЦФ от плотности тока, энергии и сорта ионов. Такое программно-техническое решение СМ позволило достигнуть неоднородности дозы имплантации $\sigma \leq 0.5\%$ во всем диапазоне рабочих токов и энергий.

Принципиальная схема ЭСИ представлена на рис. 1. Она состоит из системы усилителей сигналов, собранных на базе операционных усилителей К140УД17А, на которые поступают сигналы с цилиндров Фарадея, коммутатора сигналов КР590КН6, аналого-цифрового преобразователя, выполненного на базе преобразователя напряжение - частота КР1108ПП1, микропроцессора PIC16F84, двоично-десятичных дешифраторов К153ЗИД10 и К514ИД1, а также блока индикации, клавиатуры и передачи информации в стандарте RS-232. Ядром ЭСИ является микропроцессор PIC16F84, обладающий следующими характеристиками:

- тактовая частота - 10 МГц;
- встроенная флэш-память (память программы) - 1 Кбайт;
- встроенная память данных (ППЗУ данных) - 64 байт;

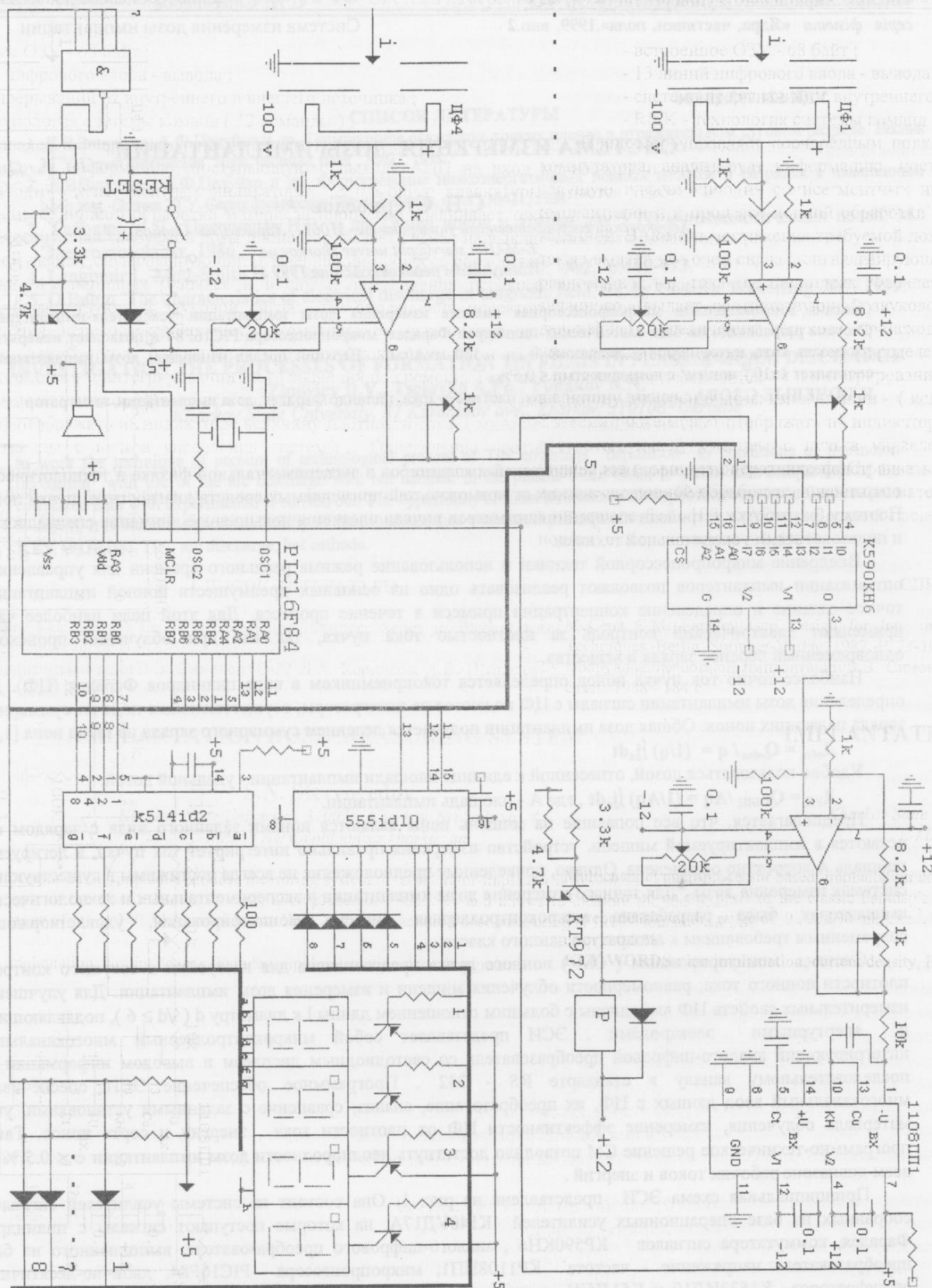


Рис.1 Принципиальная схема ЭСИ.

- встроенное ОЗУ - 68 байт ;
- 13 линий цифрового ввода - вывода ;
- система прерываний от внутреннего и внешнего источника ;
- RISK - технология системы команд (32 команды) .

Процессор управляет поочередным подключением каждого из ЦФ к АЦП, посредством переключения коммутатора, анализирует информацию, поступающую с выхода АЦП на вход процессора и отображает текущую информацию на семисегментных индикаторах. С помощью клавиатуры задается требуемая доза имплантации и в процессе ионной обработки материала процессор сравнивает текущую дозу имплантации с заданной. В момент достижения требуемой дозы процессор выдает сигнал на выключение источника ионов, а также выдает звуковой сигнал, сигнализирующий о завершении процесса обработки. Система также следит за равномерностью тока на цилиндрах Фарадея и в случае превышения перекаса плотности тока больше заданного выдает соответствующий звуковой сигнал для оповещения операторов установки. В случае дальнейшего увеличения перекаса происходит автоматическое отключение источника. Подсчет дозы имплантации осуществляется путем определения плотности тока на каждом из ЦФ, вычисления средней плотности по всем цилиндрам и интегрировании этого значения по времени. Текущая информация переводится в единицу измерения дозы имплантации - (ион/см²) и выводится на дисплей из семисегментных индикаторов. Система также может отображать на индикаторе величину плотности тока (мкА/см²) на каждом из ЦФ после соответствующей команды с пульта управления системы. Определение плотности тока на каждом из цилиндров позволяет оперативно подстраивать источник ионов и добиваться максимальной его эффективности в процессе ионной обработки конкретных материалов. Диапазон плотности тока измеряемого системой лежит в интервале 1...100 мкА/см². Верхний предел измерения и индикации дозы имплантации составляет 1x10²⁰ ион/см² с погрешностью ≤ 0.5%

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McCena C.M. Faraday Cup Design for Ion Implantation.//Springer Series in Electrophysics. № 10. Ion Implantation Techniques.-Berlin: Springer-Verlag, 1982.-P. 73-103.
2. Оборудование ионной имплантации/В.В. Симонов, О-22 Л.А. Корнилов, А.В. Шашелев, Е.В. Шокин.- М.-: Радио и связь, 1988 - 184 с.

IMPLANTATION DOSE MEASURING SYSTEM

S.N. Stervovedov

Kharkov State University, 310077, Kharkov, Svobody sq., 4

E-MAIL : sterv@pht.univer.kharkov.ua

Multichannel microprocessor based implantation dose measuring system of accelerator-implanter is described. The system is elaborated on the basis of the classic Faraday's cups, microprocessor PIC16F84 and allows to measure the ion beam current density at the range of 0...100 мкА/см². The top limit of the implantation dose measuring is 1x10²⁰ ion/см² with error ≤ 0.5 %

KEY WORDS : ion implantation, current density, Faraday cup, implantation dose, integrator .

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРІВ

До редакції подається рукопис обсягом не менше 3 сторінок українською, російською або англійською мовами в двох примірниках з направленням установи і експертним висновком. Рукописи, які подаються до редакції, мають точно відповідати таким вимогам.

Текст друкується на білих аркушах формату А4 через один інтервал з високою якістю друку, придатною для фотокопіювання (рекомендується лазерний принтер). Застосовується редактор MS Word, шрифт Times New Roman (Cyr), розмір шрифту 10 pt., вирівнювання тексту по ширині. Поля справа і зліва по 2 см, зверху 3 см, знизу 2 см. Сторінки нумеруються послідовно на зворотному боці аркуша олівцем. Математичні та хімічні символи, рівняння і формули вводяться до тексту статті за допомогою комп'ютерної техніки. Рисунки в повністю придатному до репродукції вигляді вставляються до тексту в межах площі сторінки, вказаної вище. Рисунки виготовляються з використанням комп'ютерної техніки або виконуються тушшю на білому папері з друкованими цифрами і літерами на осях. Усі написи на рисунках та осях друкуються шрифтом не меншим за 8 pt. Підписи під рисунками друкуються шрифтом 9 pt. Формули, таблиці й рисунки нумеруються послідовно арабськими цифрами, наприклад: (1); Табл. 1; Рис. 1.

Послідовність розміщення матеріалу.

На першій сторінці зверху пропускаються два рядки; на третьому рядку в лівому верхньому куті друкується УДК (курсив, 9 pt.). Потім після пропуску одного рядка розміщується назва статті (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., всі літери прописні, вирівнювання по центру). Після пропуску одного рядка друкуються ініціали та прізвища авторів (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., вирівнювання по центру). У наступному рядку друкуються повні назви й адреси організацій авторів (шрифт курсив, 9 pt., вирівнювання по центру). Адреса електронної пошти друкується за бажанням авторів. Якщо організацій декілька, то для визначення авторів та організацій слід застосовувати виноску зірочкою або цифрами. У наступному рядку друкується дата надходження статті до редакції: число – цифрами, місяць – прописом, рік – цифрами (шрифт прямий, 9 pt., вирівнювання по центру).

Після пропуску одного рядка друкується реферат статті, 5-10 рядків, з коротким викладенням методичних підходів, запропонованих в роботі, та основних результатів. Слово “реферат” не друкується. Для тексту реферату застосовується прямий шрифт розміром 9 pt. У наступному рядку друкується 5-8 ключових слів (шрифт 9 pt.). Заголовок “**КЛЮЧОВІ СЛОВА:**” друкується прописом на тому ж рядку, що й ключові слова і виділяється напівжирним шрифтом. Текст реферату і ключові слова мають ширину на 1 см меншу, ніж основний текст (по 0,5 см з кожного боку).

Далі після пропуску одного рядка друкується основний текст статті. Абзаци починаються з червоного рядка (0,75 см). Рекомендується розбиття статті на такі розділи: вступ (назва цього розділу не друкується), **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** (обов'язково для експериментальних робіт), **РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ**, **ВИСНОВКИ**. Для теоретичних робіт передбачається більш вільне розташування матеріалу, наприклад, замість розділу **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** рекомендуються розділи **ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ, МОДЕЛЬ** та ін. Розділи не нумеруються, в назвах розділів усі літери прописні й виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. При необхідності розділи поділяються на підрозділи. Назви підрозділів друкується з великої літери і виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. Після кожного розділу або підрозділу йде один пустий рядок.

У кінці тексту статті після пропуску одного рядка, якщо потрібно, наводиться назва фонду, який фінансував роботу, і номер гранту.

Використані в роботі літературні джерела нумеруються в порядку цитування в тексті, номер посилання друкується в квадратних дужках. Не допускаються посилання на неопубліковані роботи. Список літератури (шрифт 9 pt.) розміщується одразу за основним текстом статті й виділяється як розділ **СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ**.

Після списку літератури до статті додається реферат англійською мовою. Після пропуску одного рядка дається назва статті прописом, шрифт прямий 10 pt., напівжирний, вирівнювання по центру. У наступному рядку — ініціали та прізвища авторів, шрифт прямий 10 pt., напівжирний, вирівнювання по центру. У наступному рядку друкується повна назва організації та її адреса (курсив 9 pt., вирівнювання по центру). Після пропуску одного рядка вміщується текст реферату (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині, без червоного рядка). У наступному рядку після слів “**KEY WORDS:**” (прописом, шрифт прямий напівжирний, 9 pt.) вміщуються ключові слова (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині).

Один примірник рукопису має бути підписаний на зворотному боці аркуша усіма авторами.

Рукописи, оформлені не у відповідності до наведених правил, не розглядатимуться.