

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

№ 438



серія фізична

«Ядра, частинки, поля»

Випуск 1 /5/

1999

ISSN 0453-8048

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ

Заснований у 1964 р.

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

№ 438

серія фізична

«Ядра, частинки, поля»

Випуск 1 /5/

Харків
1999

Зміст

В.Ю. Корда Дифракционная теория упругого рассеяния дейтронов тяжелыми ядрами	3
В.В. Товстяк, А.И. Калиниченко Локальный радиационно-акустический эффект как фактор биологического действия ионизирующего излучения	7
Э.И. Полуновский, А.А. Шишкин, О. Motojima Роль амбиполярного электрического поля в процессе управляемого стохастического переноса ионов в плазме термоядерного реактора	18
В.А. Лисовский, В.И. Фареник Скоростное плазмохимическое травление кремния в малознергоемких плазменных технологических установках серии “Контур” и Титан”	23
А.Г. Чунадра, А.Ф. Целуйко, А.А. Мирошник Влияние переходного слоя на характеристики газочувствительных покрытий	28
Д.В. Зиновьев, Н.Н. Юнаков Формирование алмазоподобных пленок в пучково-плазменном разряде	31
А.А. Ашеко, В.Г. Гордиенко, О.И. Иванова Диэлектрические микроволновые спектры ряда углеводородов с нормальной цепью	33
В.Ф. Алексин, Н.Р. Беляев, В.Д. Ходусов Модель приведенного изотропного кристалла относительно модулей упругости	39
В.П. Демуцкий, С.С. Зуб, В.М. Рашкован Математическое моделирование магнитной потенциальной ямы в системе сверхпроводящих катушек и постоянного магнита	43
Н.А. Азаренков, С.С. Алимов, В.В. Бобков, С.В. Литовченко, Д.Л. Рябчиков, В.А. Чишкала, И.А. Бизюков Масс-спектрометрический способ оптимизации процесса синтеза карбида вольфрама в вакууме	47
А.А. Бизюков, В.В. Бобков, И.К. Тарасов Структура ЕН-слоя в условиях развитой дрейфовой неустойчивости	51
Ю.В. Серeda, С.Б. Березовский Нелинейные распределения однокомпонентного параметра порядка	55

УДК 539.17

ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

В.Ю. Корда

Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины
(310002 Харьков, ул. Чернышевского 28, а/с 8812, Украина)

Поступила в редакцию 15 марта 1999 г.

Стандартная оптическая модель хорошо описывает все характерные особенности дифференциальных сечений упругого рассеяния легких ядер ядрами в области промежуточных энергий, но имеет шесть фитируемых параметров и не учитывает внутреннюю структуру рассеиваемых составных частиц. Дифракционная модель, являясь альтернативным подходом, имеет всего три подгоночных параметра и явно учитывает внутреннюю структуру налетающих ядер. На основе общей теории дифракционного взаимодействия построена дифракционная теория упругого рассеяния дейтронов тяжелыми ядрами, применимая в широком диапазоне углов рассеяния. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дейтрон, дифракционная теория, упругое рассеяние, дифференциальное сечение.

Дифракция является общей квантовомеханической картиной столкновений частиц в области энергий 10-100 МэВ/нуклон, когда хотя бы одна из сталкивающихся частиц имеет конечный размер. Дифракция содержится как в макроскопических моделях процессов рассеяния, где ядро рассматривается феноменологически как однородная бесструктурная сильно поглощающая мишень, так и в микроскопических моделях, которые рассматривают рассеяние адронов индивидуальными нуклонами ядра-мишени.

Угловые распределения дифракционно рассеянных частиц узко направлены вперед и характеризуются определенной структурой: чередованием максимумов и минимумов сечения. Такая дифракционная картина рассеяния отражает волновую природу сталкивающихся частиц и не зависит от деталей взаимодействия.

Если налетающие частицы - легкие составные ядра, то вместе с упругим рассеянием могут происходить процессы расщепления на составные части и реакции передачи нуклонов, не имеющие аналогий в оптике. Дейтроны являются простейшими составными слабосвязанными ядерными частицами. Первые теоретические исследования позволили прояснить основные особенности механизмов различных процессов дифракционного дейтрон-ядерного взаимодействия [1,2]. Дифракционная теория взаимодействия дейтронов с ядрами построена в [3].

В [4] разработан общий дифракционный подход, позволивший получить аналитические выражения для дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния и расщепления дейтронов и трехнуклонных ядер ядрами. Было отмечено, что учет внутренней структуры налетающих составных частиц в теории [3] и подходе [4] ограничивает область углов рассеяния, где применимо дифракционное приближение. Поэтому возникает необходимость расширить область применимости дифракционного подхода [4].

АМПЛИТУДА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ

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

$$F(q) = \frac{iK}{2\pi} \int d^3r |\varphi_0(\vec{r})|^2 \int d^2b \exp(i\vec{q}\vec{b} + 2i\sigma_p(\vec{b}_p)) \omega_d(\vec{b}, \vec{s}), \quad (1)$$

где K - волновой вектор налетающего дейтрона; $\vec{b} = (\vec{b}_n + \vec{b}_p)/2$ - прицельный параметр центра масс дейтрона (массы протона и нейтрона полагаем одинаковыми); $\vec{b}_{n,p}$ - прицельные параметры нуклонов $\vec{b}_{n,p} = \vec{b} \pm 1/2\vec{s}$; $\vec{r} = \vec{r}_p - \vec{r}_n$ - расстояние между нуклонами в дейтроне; $\vec{r}_{n,p}$ - радиусы-векторы нуклонов; $\vec{s}$ - проекция вектора $\vec{r}$ на плоскость, перпендикулярную направлению пучка

налетающих дейтронов (ось z); $\vec{q}$ - переданный импульс центра масс дейтрона; $\Phi_0(\vec{r})$ - волновая функция основного состояния дейтрона; $\sigma_p(\vec{b}_p)$ - кулоновская фаза рассеяния протона.

Профильная функция дейтрона $\omega_d(\vec{b}, \vec{s})$ равна

$$\omega_d(\vec{b}, \vec{s}) = \omega_n(\vec{b}_n) + \omega_p(\vec{b}_p) - \omega_n(\vec{b}_n) \omega_p(\vec{b}_p). \quad (2)$$

В модели сильного поглощения нуклон-ядерные профильные функции $\omega_{n,p}(\vec{b}_{n,p})$ можно выбрать в форме [5]

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

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 дейтрона выберем в виде

$$\Phi_0(\vec{r}) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{\exp(-\alpha r)}{r}, \quad (4)$$

где $\alpha = \sqrt{m\varepsilon}/\hbar$, m - масса нуклона, ε - энергия связи дейтрона ($\alpha = 0,232$ фм $^{-1}$).

Дейтрон-ядерная профильная функция (2) может быть представлена в форме

$$\begin{aligned} \omega_d(\vec{b}, \vec{s}) &= \left(1 + d \frac{\partial}{\partial R}\right) \omega_1(\vec{b}, \vec{s}) + \omega_2(\vec{b}, \vec{s}), \\ \omega_1(\vec{b}, \vec{s}) &= \frac{1}{2} [\omega(\vec{b}_n) + \omega(\vec{b}_p)], \quad \omega_2(\vec{b}, \vec{s}) = \frac{1}{2} [\omega(\vec{b}_n) - \omega(\vec{b}_p)]^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда амплитуда (1) принимает вид

$$\begin{aligned} F(q) &= F_C(q) + \left(1 + d \frac{\partial}{\partial R}\right) F_1(q) + F_2(q), \quad F_C(q) = 2S(q/2)f_C(q), \quad F_1(q) = S(q/2)f(q), \\ F_2(q) &= \frac{iK}{2\pi} \int d^3r |\Phi_0(\vec{r})|^2 \int d^2b \exp(i\vec{q}\vec{b} + 2i\sigma_p(\vec{b}_p)) \omega_2(\vec{b}, \vec{s}), \\ f_C(q) &= -KR^2 \frac{n\Gamma(1+in)}{\Gamma(1-in)} \frac{\exp[-2in \ln(q/K)]}{(qR)^2}, \quad f(q) = iK \int_0^\infty db \cdot b J_0(qb) \omega(b) \exp[2i\sigma(b)], \\ \exp[2i\sigma(b)] &= \frac{\Gamma(1+Kb/2+in)}{\Gamma(1+Kb/2-in)}, \quad n = \frac{2mZe^2}{\hbar^2 K}, \quad S(q) = \frac{\arctg(qR_d)}{qR_d}, \quad R_d = 1/(2\alpha). \end{aligned} \quad (6)$$

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

$$\omega_2(\vec{b}, \vec{s}) = \frac{1}{4} \left\{ \left| \omega(\vec{b}) - \omega(\vec{b} - \vec{s}) \right| \exp\left(-i\frac{\vec{q}}{2}\vec{r}\right) + \left| \omega(\vec{b}) + \omega(\vec{b} - \vec{s}) \right| \exp\left(i\frac{\vec{q}}{2}\vec{r}\right) \right\}. \quad (7)$$

Используя подход [4], в приближении $R_d \ll R$ находим

$$\begin{aligned} F_2(q) &= iKR\Phi(q)J_0(qR)p(q)\exp(2i\sigma(R)), \\ p(q) &= \frac{R_d/2}{1+(qR_d/2)^2} - \frac{1}{q^2 R_d} \ln\left[1+(qR_d/2)^2\right], \quad \Phi(q) = \frac{\pi q d}{sh(\pi q d)}. \end{aligned} \quad (8)$$

В приближении $qR_d \ll 1$ получаем

$$p(q) = R_d/4, \quad qR_d \ll 1. \quad (9)$$

Структурный фактор дейтрона $p(q)$ в виде (9) был впервые получен в [3].

Дифференциальное сечение упругого рассеяния ядер дейтронов ядрами определяется формулой

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

где $q = 2K \sin(\theta/2)$, θ - угол рассеяния центра масс дейтрона.

АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАХУНОВ

Амплітуда епруого дейтрон-ядерного розсіяння в відсутності кулонівського взаємодіяння і дифузності границі ядра равна

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

В приближении $qR_d \gg 1$ имеем

$$A(q) = \frac{\pi}{q^2 R_d}, \quad qR_d \gg 1. \quad (12)$$

Если величина $p(q)$ определяется формулой (9), то с ростом q основной член в (11) быстро становится меньше поправки, связанной с малой величиной R_d , и сечение начинает осциллировать как $J_0(qR)$, а не как $J_1(qR)$. В [4] отмечалось, что этот факт ограничивает область применимости теории [3]. На рис.1 кривые 1 и 2 показывают зависимости $|A(q)|$ (11) и $|p(q)|$ (9). Переданный импульс, при котором коэффициенты перед $J_1(qR)$ и $J_0(qR)$ в (11) совпадают по абсолютной величине, равен $q_1 = 1,272 \text{ фм}^{-1}$. Так как $q = 2K \sin(\theta/2)$, то ограничение на q порождает ограничение на угол рассеяния θ , в пределах которого применима теория [3]. Предельный угол рассеяния для дейтронов с энергией 100 МэВ равен $\theta_1 \approx 25^\circ$; для энергии 700 МэВ - $\theta_1 \approx 9^\circ$. В последнем случае теория [3] практически не применима.

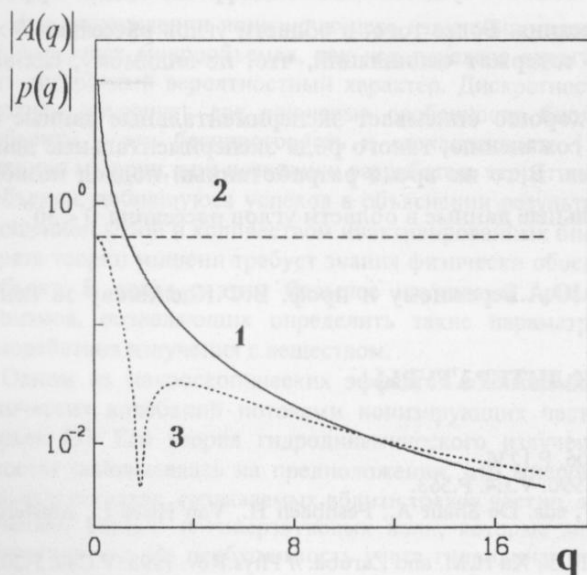


Рис.1. Зависимости $|A(q)|$ и $|p(q)|$ от переданного импульса. Кривые 1, 2 и 3 рассчитаны по формулам (11), (9) и (8) соответственно.

Если величина $p(q)$ определяется формулой (8), то при $qR_d \gg 1$ получаем

$$p(q) = \frac{2}{q^2 R_d} [1 - \ln(qR_d/2)], \quad qR_d \gg 1. \quad (13)$$

Кривая 3 на рис.1 показывает зависимость $|p(q)|$ (8). Предельное значение переданного импульса теперь равно $q_2 = 10,48 \text{ фм}^{-1}$. Для дейтронов с энергией 100 МэВ соответствующий угол рассеяния есть $\theta_2 > 180^\circ$; для энергии 700 МэВ - $\theta_2 \approx 79^\circ$, то есть полученные формулы позволяют анализировать измеренные сечения в широком интервале углов рассеяния.

Мы провели анализ экспериментально измеренного дифференциального сечения эпруого рассеяния дейтронов ядрами ^{208}Pb при энергии 110 МэВ, которое имеет дифракционный характер в области небольших углов рассеяния [6]. На рис.2 приведено отношение дифференциального сечения эпруого рассеяния дейтронов к резерфордскому как функция угла рассеяния. Сплошная кривая - расчет при $R = 8,3 \text{ фм}$, $d = 0,3 \text{ фм}$, $\gamma = 0,15$. Пунктир - расчет в приближении $qR_d \ll 1$ [4] $R = 7,9 \text{ фм}$, $d = 0,55 \text{ фм}$, $\gamma = 0,05$. Рис.2 показывает, что приближение $qR_d \ll 1$ слабо сказывается

на качестве описания экспериментальных данных, но существенно влияет на величины ядерных параметров.

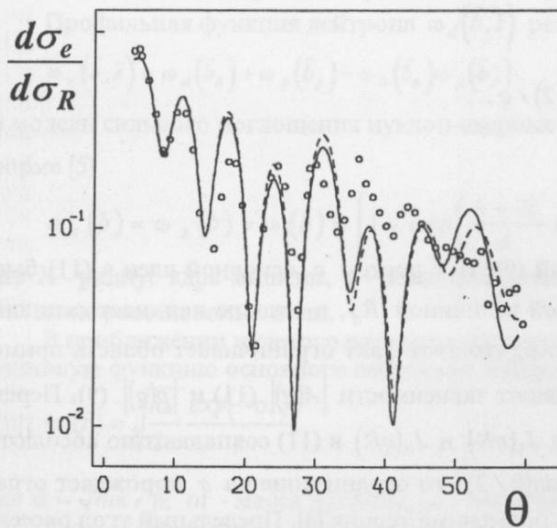


Рис.2. Отношение дифференциального сечения упругого рассеяния дейтронов ядрами ^{208}Pb к резерфордскому как функция угла рассеяния при энергии 110 МэВ. Сплошная кривая - расчет при $R = 8,3$ фм, $d = 0,3$ фм, $\gamma = 0,15$. Пунктир - расчет в приближении $qR_d \ll 1$ [4] $R = 7,9$ фм, $d = 0,55$ фм, $\gamma = 0,05$. 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. Более того, в области углов рассеяния $\theta > 45^\circ$ экспериментальные данные практически не содержат осцилляций, что, по-видимому, связано с призраком радуги.

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 проф. Ю.А.Бережному и проф. В.Ф.Клепикову за ценную дискуссию и постоянную поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Serber R. // Phys.Rev. 1947. V.72. P.1008.
2. Glauber R.J. // Phys.Rev. 1955. V.99. P.1515.
3. Akhiezer A.I., Sitenko A.G. // Phys.Rev. 1957. V.106. P.1236.
4. Berezhnoy Yu.A., Korda V.Yu. // Int.J.Mod.Phys. 1995. V.E4. P.563.
5. Ericson T.E.O. // "Preludes in Theoretical Physics", eds. De Shalit A., Feshbach H., Van Hove L., Amsterdam: North-Holland, 1965, P. 325.
6. Betker A.C., Gagliardi C.A., Semon D.R., Tribble R.E., Xu H.M. and Zaruba. // Phys.Rev. 1993. V.C48. P.2058.

DIFFRACTION THEORY OF ELASTIC DEUTERON SCATTERING ON 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 conventional optical model describes well enough all the features of the differential cross sections of the elastic scattering of light nuclei by nuclei at intermediate energies, but it needs six fitting parameters and does not account for the inner structure of the composite particles scattered. The diffraction model, being the alternative approach, has only three optimized parameters and considers the internal structure of projectiles in closed-form. The diffraction theory of the elastic deuteron-nucleus scattering, 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: deuteron, diffraction theory, elastic scattering, differential cross section.

УДК 539.16.04:577.37

ЛОКАЛЬНЫЙ РАДИАЦИОННО-АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КАК ФАКТОР БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.В. Товстяк, А.И. Калиниченко

Харьковский госуниверситет, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4. E-mail: tovstiak@pem.kharkov.ua

Поступила в редакцию 15 апреля 1999 г.

Теоретически исследуется локальное радиационно-акустическое действие ионизирующего излучения на биообъекты на субклеточном уровне. Показано, что образование малых перегретых областей - «микроожогов» - вблизи точек остановки вторичных электронов приводит к генерации микросферических термоакустических импульсов давления, имеющих начальную величину (1–10) килобар и начальную длительность несколько пикосекунд. Эффективность трансформации энергии микроожога в энергию термоакустического импульса достигает (0,1–10) %, что сопоставимо с эффективностью радиационно-химических процессов. Размеры микроожогов, и порождаемых ими акустических импульсов сравнимы с характерными размерами биологических мембран и других субклеточных структур биообъекта. С учетом диссипативных процессов, определяются размеры зоны биологического действия локального радиационно-акустического механизма вблизи микроожога, в которой характеристики биообъекта претерпевают изменения. Показано, что радиус зоны биологического действия зависит от температуры биообъекта.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ионизирующее излучение, вторичные электроны, поглощенная доза, микроожог, термоакустические напряжения, биообъект, биологическое действие излучения

При прохождении ионизирующего излучения через вещество выделение энергии происходит в отдельно расположенных микрообъемах, так как передача энергии от первичных частиц излучения атомам вещества носит дискретный вероятностный характер. Дискретность и высокая плотность локального энерговыделения позволили объяснить две ключевые особенности биологического действия ионизирующего излучения на биообъекты – его беспороговость и стохастичность [1,2]. Положенные в основу принципа попадания и концепции мишени, они позволили разработать теоретическую модель процесса радиационного воздействия на биообъекты, добившуюся успехов в объяснении результатов экспериментов, в частности зависимостей между поглощенной дозой и количеством инактивированных биообъектов. В то же время, эффективное использование аппарата теории мишени требует знания физически обоснованных входных параметров действия излучения на биообъект. В связи с этим большое научное и прикладное значение имеют разработка и исследование механизмов, позволяющих определить такие параметры действия на первичной - физической - стадии взаимодействия излучения с веществом.

Одним из макроскопических эффектов взаимодействия излучения с веществом является возбуждение акустических колебаний потоками ионизирующих частиц, на возможность которого впервые указал Г.А. Аскарьян [3]. Его теория гидродинамического излучения от треков ионизирующих частиц в стабильных жидкостях основывалась на предположении, что микровзрывное возникновение зародышевых полостей при локальных нагревах, создаваемых вблизи треков частиц, сопровождается интенсивным локальным импульсным излучением ультра- и гиперзвуковых волн, которые могут воздействовать на ткани организмов, клетки и микроорганизмы. На необходимость учета гидродинамического эффекта как одного из механизмов передачи энергии при прохождении осколков деления в биологической ткани указывали В.И. Гольданский с соавторами [4]. В работах [5–7] теоретически исследовались акустические эффекты многозарядных ионов и нейтронов. Однако до настоящего времени отсутствовали исследования, посвященные возбуждению термоупругих волн вторичными электронами, всегда возникающими при взаимодействии ионизирующего излучения с веществом.

В настоящей работе теоретически исследуется эффект локального радиационно-акустического действия ионизирующего излучения на биообъекты на субклеточном уровне за счет термоакустических импульсов, генерируемых при локальных перегревах вещества вблизи точек остановки вторичных электронов, порождаемых ионизирующим излучением – электронами, ионами, гамма квантами. Определяются времена возникновения и жизни, радиус и перегретая температура микроожогов, а также амплитудные и пространственно-временные характеристики возникающих микроимпульсов давления, с учетом влияния внешних условий облучения и параметров среды. Определяются параметры области биологического действия термоакустических напряжений, возникающей вокруг каждого микроожога. Обсуждаются влияние характеристик среды (поглощения звука) и внешних параметров (температуры) на степень воздействия излучения на биообъект.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Процесс трансформации энергии вторичных электронов в энергию упругих волн.

Рассмотрение проводится для начальных энергий первичного электрона E_0 из диапазона $1 \text{ МэВ} < E \leq 5 \text{ МэВ}$, и эффективного атомного номера вещества $Z \leq 10$, в соответствии с малостью атомных номеров элементов, образующих вещество биообъектов.

Ионизационные потери быстрых электронов задаются известной формулой Бете-Блоха [8], и для релятивистских электронов слабо (логарифмически) зависят от энергии электрона E_0 . Так, для электронов с энергией $E_0 = 5 \text{ МэВ}$ ионизационные потери равны $1,9 \text{ МэВ}/(\text{г}/\text{см}^2)$, а потери на тормозное излучение составляют всего 3 % от этой величины. Поэтому значительная часть энергии первичной частицы передается вторичным электронам, энергетическое распределение которых, в расчете на единицу пути первичного электрона, описывается выражением [8]

$$N(E) dE = W \frac{dE}{E^2}, \quad (1)$$

где

$$W = \frac{0,15}{\beta^2} \frac{Z}{A} \rho \text{ МэВ}/\text{см}. \quad (2)$$

Средняя энергия вторичного электрона, по порядку величины, равна

$$\bar{E}_\delta = I \ln \frac{E_0}{2I}. \quad (3)$$

Полагая для оценок $E_0 = 5 \text{ МэВ}$, получаем $\bar{E}_\delta = 10I \sim 0,6 \text{ КэВ}$. Таким образом, большинство вторичных электронов имеет энергию, всего в несколько раз превышающую средний потенциал ионизации. Небольшая часть наиболее энергичных вторичных электронов передает энергию третичным электронам и т.д., в результате чего значительная доля ионизационных потерь первичного электрона, в конечном итоге, содержится в низкоэнергетических вторичных, третичных и т.д. электронах, имеющих энергию $E = (100 - 500) \text{ эВ}$. Ионизационные потери столь низкоэнергетических электронов значительно (в 100 и более раз) превышают потери релятивистского электрона. Так, тормозная способность электрона с энергией $E = 100 \text{ эВ}$ составляет $332 \text{ МэВ}/\text{см}$. Кроме того, для низкоэнергетического электрона, траектория которого представляет многозвенную линию с изломами в точках рассеяния, полная длина пробега $R(E)$ значительно превышает глубину максимального проникновения электрона в поглощающее вещество, которую в дальнейшем будем называть средней длиной пробега $\bar{R}(E)$. Согласно данным, приведенным в [9], средний пробег $\bar{R}$ в биообъектах примерно на 40 % меньше полного R , и может быть аппроксимирован квадратичной функцией

$$\bar{R}(E) = \frac{E}{60} + \frac{E^2}{8 \cdot 10^5}, \quad (4)$$

где E задается в электроновольтах, а $\bar{R}$ – в нанометрах.

Время потери энергии вторичным электроном τ_δ определяется длиной полного пробега $R(E)$ и средней скоростью электрона $v \approx (2E/m)^{0,5}/2$, где m – масса электрона. Для электрона с энергией $E < 1000 \text{ эВ}$, используя (4), получаем оценку

$$\tau_\delta \approx \frac{2R(E)}{\sqrt{2E/m}} \approx 10^{-16} \sqrt{E} \sim 10^{-15} \text{ с}. \quad (5)$$

Далее процесс трансформации энергетических потерь вторичного электрона проходит через стадию термализации и возникновения перегретой области – микроожога; стадию формирования импульса термоакустических напряжений и, наконец, стадию остывания микроожога. Между характерными длительностями перечисленных стадий существуют определенные соотношения, знание которых необходимо для проведения корректных оценок параметров микроожогов и термоакустических импульсов. Остановимся подробнее на анализе указанных характерных времен, ориентируясь на характеристики морской воды, поскольку, в первом приближении, живые ткани можно считать водными системами.

Время термализации τ поглощенной энергии излучения задает темп нагрева вещества в микроожоге и влияет на величину и длительность возбуждаемого термоакустического импульса. Согласно современным представлениям, термализация возбужденных электронов в воде происходит и заканчивается за времена $10^{-13} - 10^{-12} \text{ с}$. [10]. При этом доля поглощенной энергии излучения, идущая на химические реакции, как правило, невелика: для жидкой воды и слабых растворов радиационный выход лежит в пределах $G = 0,1 - 10$ молекул/100 эВ, т.е. энергозатраты на химические превращения не превышают 1 %. Таким образом, практически все энергетические потери вторичного электрона идут на нагревание вещества в микроожоге, время формирования которого $\tau \leq 10^{-12} \text{ с}$.

Время формирования акустической волны в микроожоге τ_s определяется поперечником микроожога D и скоростью звука s : $\tau_s = D/s \sim (1-5) \cdot 10^{-12}$ с. [6].

Время остывания τ_T микроожога определяется процессами теплопередачи, приводящими к снижению температуры в нем. Если теплопередача обусловлена обычной (диффузионной) теплопроводностью, то $\tau_T = D^2/16\kappa > 5 \cdot 10^{-12}$ с.

Численные оценки показывают, что между указанными выше характерными временами, определяющими процессы возникновения микроожога, генерации термоакустического импульса и остывания микроожога, существуют следующие соотношения:

$$\tau_s \ll \tau < \tau_s \ll \tau_T. \quad (6)$$

На основе соотношения (6) можно сделать вывод, что процесс передачи энергии от электрона атомам вещества и процесс остывания микроожога не влияют на генерацию звука. Процесс термализации и установления температуры в микроожоге участвует в формировании микроожога и имеет некоторое влияние на форму и величину генерируемого термоакустического импульса, и поэтому учитывается в дальнейших расчетах.

Параметры микроожога, порождаемого вторичным электроном.

За время τ возникновения микроожога как макроскопической области с повышенной температурой происходит диффузия тепла как внутри, так и за пределы области начальной локализации энергии вторичного электрона, размер которой определяется его средним пробегом $\bar{R}$. Длина теплопроводности l_T , являющаяся параметром усреднения температурного поля, может быть определена из соотношения $l_T = 2\sqrt{\kappa\tau}$, где κ - коэффициент температуропроводности среды. Учитывая, что температуропроводность воды незначительно зависит от температуры и принимая ее равной $\kappa = 1,35 \cdot 10^{-3}$ см²/с., получаем для длины теплопроводности оценку $l_T \approx 7 \cdot 10^{-8}$ см, что сравнимо с длиной пробега вторичных электронов с энергией $E \square 100$ эВ. Для оценок, поперечник микроожога $D(E)$ может быть принят равным

$$D(E) = \bar{R}(E) + 2l_T. \quad (7)$$

Аппроксимируя распределение энергии в микроожоге гауссианой с полушириной $D/2$, получаем для эффективной температуры $T(E)$ выражение

$$T(E) = \frac{8E}{\pi^{3/2} \rho C (\bar{R}(E) + 4\sqrt{\kappa\tau})^3}, \quad (8)$$

На Рис. 1 приведены зависимости диаметра микроожога $D(E)$ (пунктирная кривая) и эффективной температуры $T(E)$ в нем (сплошная кривая) от энергии E вторичного электрона, породившего микроожог. Как видно из рисунка, максимальная перегревная температура ($T_m \approx 300$ °С) наблюдается в микроожогах электронов с энергией $E_m \approx 50$ эВ. Уменьшение температуры микроожогов при уменьшении E объясняется тем, что их поперечник не может быть меньше, чем $2l_T$, тогда как энергосодержание уменьшается. Для микроожогов, порождаемых электронами с энергией $1 \text{ КэВ} \square E \gg E_m$ температура зависит от энергии электрона по закону $T \sim 1/E^2$.

Таким образом, микроожоги, где низкоэнергетичные электроны оставляют свою энергию, могут быть аппроксимированы сферическими областями с поперечником в несколько нанометров. Ввиду малости их объема, такие микроожоги характеризуются довольно высокими плотностями тепловой энергии и поэтому могут играть важную роль в процессе действия ионизирующего излучения на биообъект.

Остановимся на правомерности термодинамического описания для столь малых частиц вещества. Как отмечается в [11], относительная флуктуация всякой аддитивной термодинамической величины уменьшается с увеличением числа частиц тела N , к которому она относится, по закону $\sim 1/\sqrt{N}$. В соответствии с этим, оценим флуктуации температуры в микроожоге с наибольшей плотностью поглощенной энергии. Как видно из Рис. 1, поперечник такого ожога $D_{\max} \approx 23,7$ Å, а число молекул в нем $N_{\max} \approx 1600$. Относительная флуктуация температуры не превышает 7%. Проведенная оценка определяет максимально достижимую точность описания процессов в рамках предлагаемой модели, оперирующей термодинамическими величинами (температура, давление и т.д.).

Быстрое увеличение плотности тепловой энергии в микроожоге на величину $\varepsilon(E) = \rho C T(E)$ приводит к возникновению в нем термоупругого давления σ_m , которое, в случае мгновенного энерговыделения, может быть определено из выражения

$$\sigma_m = \int_0^{\varepsilon} \Gamma(\varepsilon) d\varepsilon = \rho C \int_{T_0}^{T_0+\varepsilon} \Gamma(T) dT, \quad (9)$$

где $\Gamma(T)$ - параметр Грюнайзена, выражающийся через коэффициент теплового расширения α , модуль всестороннего сжатия K , удельную теплоемкость C и плотность вещества ρ : $\Gamma(T) = \alpha(T)K/(\rho C)$. Здесь учтено, что для биообъекта с характеристиками, близкими к характеристикам морской воды, только коэффициент теплового расширения α существенно изменяется с температурой. Для дальнейшего изложения полезно ввести эффективный коэффициент генерации при начальной температуре среды T_0 , определяемый из выражения

$$\Gamma_{T_0}(T) = \frac{1}{T} \int_{T_0}^{T_0+T} \Gamma(T) dT. \quad (10)$$

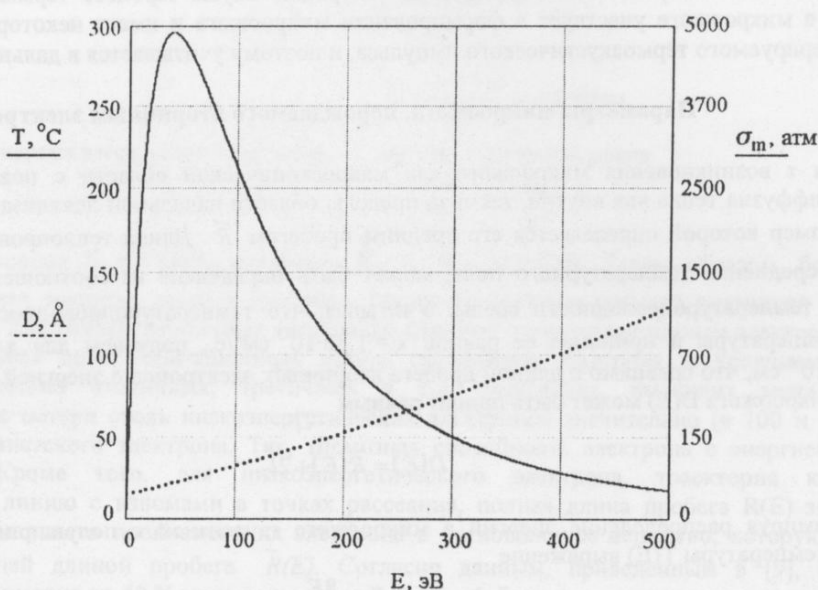


Рис. 1 Диаметр D , перегревная температура T и термодинамическое давление σ_m в микроожоге, создаваемом в модельном биообъекте (морская вода) низкоэнергетическим электроном с энергией E . Начальная температура биообъекта принята равной $T_0 = 0^\circ\text{C}$.

С использованием эффективного коэффициента генерации выражение для термодинамического напряжения, возникающего при мгновенном нагреве, формально приобретает наиболее простой вид:

$$\sigma_m = \Gamma_{T_0}(T) \rho C T = \Gamma_{T_0} \varepsilon. \quad (11)$$

Коэффициентом генерации Γ_{T_0} , который зависит как от величины перегрева T , так и от начальной температуры среды T_0 , удобно пользоваться при исследовании термодинамических явлений в области умеренно сильных перегревов, вызывающих изменение термодинамических величин.

Температурная зависимость параметра Грюнайзена $\Gamma(T)$, а также эффективного коэффициента генерации $\Gamma_{T_0}(E)$ при различных начальных температурах T_0 для модельного биообъекта приведена на Рис. 2. Приведенные данные позволили рассчитать термодинамические напряжения, возникающие внутри микроожогов с различным энергосодержанием. На Рис. 1 приведены данные по зависимости мгновенного давления в центре микроожога σ_m от энергии E электрона, вызвавшего микроожог, для биообъекта с начальной температурой $T_0 = 0^\circ\text{C}$ (сплошная кривая). Анализ показывает, что, вследствие зависимости эффективного коэффициента генерации $\Gamma_{T_0}(E)$ от температуры облучаемого вещества, относительные изменения величины термодинамических напряжений в микроожоге могут составлять 20 – 40 %.

Оценим эффективность процесса генерации термоакустического импульса микроожогом. Коэффициент трансформации энергии микроожога в энергию звуковой волны, в приближении мгновенного нагрева, определяется выражением [6]

$$\eta(E) \approx \frac{\Gamma_{T0}^2}{K} \frac{8E}{\pi^{3/2} D^3}, \quad (12)$$

где $K = 2 \cdot 10^{10}$ дин/см³ – модуль всестороннего сжатия вещества биообъекта. Подстановка в (12) характерных параметров наиболее горячего микроожога, соответствующего энергии дельта электрона $E = 50$ эВ, приводит к оценке $\eta = 0,1$. Таким образом, в энергию термоакустического импульса трансформируется до нескольких процентов энергии излучения, что сравнимо с эффективностью радиационно-химических процессов [10].

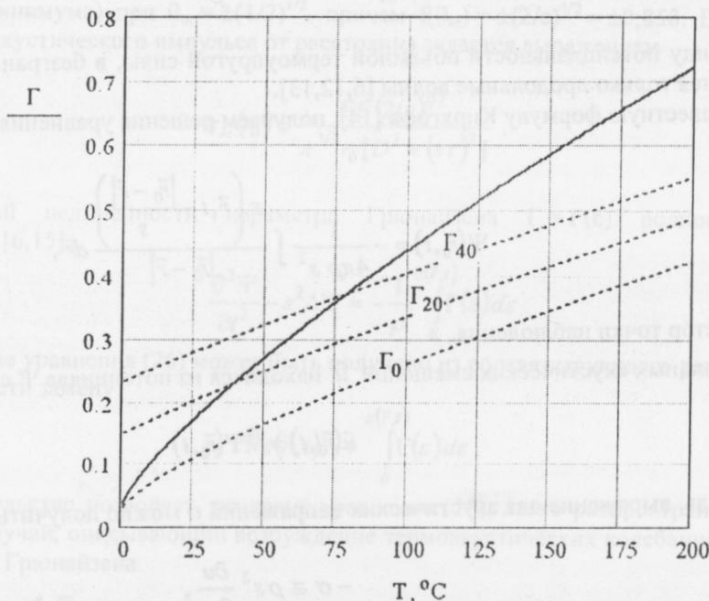


Рис. 2. Зависимость параметра Грюнайзена Γ и эффективных коэффициентов генерации Γ_0 , Γ_{20} и Γ_{40} модельного биообъекта (морская вода) от перегревной температуры в микроожоге для различных начальных температур биообъекта: $T_0 = 0^\circ, 20^\circ$ и 40°C , соответственно.

Уравнения термоакустики и их решение в модели сферически – симметричного микроожога.

Для определения амплитуды импульса термоакустических напряжений от микроожога рассмотрим задачу возбуждения термоупругих колебаний сферически – симметричным температурным полем, возникающим в безграничной однородной изотропной среде. Начало координат выберем в центре поля, а начало отсчета времени – в момент максимального энерговыделения в нем, задаваемого функцией тепловых источников $Q(\vec{r}, t)$, связанной с плотностью тепловой энергии $\varepsilon(\vec{r}, t)$ соотношением

$$Q(\vec{r}, t) = \frac{\partial \varepsilon(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (13)$$

Температурное поле микроожога удовлетворяет уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} - \kappa \Delta T(\vec{r}, t) = \frac{Q(\vec{r}, t)}{\rho C}. \quad (14)$$

Возникающее в веществе нестационарное и неоднородное температурное поле приводит к возникновению термоупругих напряжений и, как следствие, к генерации упругой волны.

Как следует из проведенного выше анализа характерных времен процесса генерации звука микроожогом, время остывания микроожога τ_T значительно превышает время формирования акустического импульса τ_s (см. соотношение (6)). Это означает, что в первом приближении можно пренебречь перераспределением температуры в микроожоге за время формирования акустического импульса. В этом случае уравнение теплопроводности трансформируется к наиболее простому виду

$$\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{Q(\vec{r}, t)}{\rho C}, \quad (15)$$

т.е., температурное поле пропорционально поглощенной энергии в ожоге: $T(\vec{r}, t) = \varepsilon(\vec{r}, t)/(\rho C)$. Если параметр Грюнайзена не зависит от плотности поглощенной энергии $\Gamma(\varepsilon) = \Gamma = \text{const}$, то волновое уравнение для потенциала акустических смещений $\Psi(\vec{r}, t)$ имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - s^2 \Delta \Psi = -\frac{\Gamma}{\rho} \varepsilon(\vec{r}, t), \quad (16)$$

Отметим, что, ввиду потенциальности объемной термоупругой силы, в безграничной однородной изотропной среде возбуждаются только продольные волны [6, 12, 13].

Используя известную формулу Кирхгофа [14], получаем решение уравнения (16) в виде [6]:

$$\Psi(\vec{r}_0, t) = -\frac{\Gamma}{4\pi\rho s^2} \int \frac{\varepsilon\left(\vec{r}, t - \frac{|\vec{r}_0 - \vec{r}|}{s}\right)}{|\vec{r}_0 - \vec{r}|} d\vec{r}, \quad (17)$$

где $\vec{r}_0$ - радиус-вектор точки наблюдения.

Вектор продольных акустических смещений $\vec{u}$ находится из потенциала Ψ с помощью выражения:

$$\vec{u}(\vec{r}_0, t) = \vec{\nabla} \Psi(\vec{r}_0, t) \quad (18)$$

В свою очередь, выражение для акустических напряжений σ можно получить, используя соотношение

$$-\sigma \equiv \rho s^2 \frac{\partial u}{\partial r_0}, \quad (19)$$

справедливое в волновой зоне $r_0 \gg D$:

$$\sigma(\vec{r}_0, t) = \frac{\Gamma}{4\pi s r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} \int \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon\left(x, y, z, t - \frac{r_0 - x}{s}\right) dx dy dz, \quad (20)$$

где интегрирование производится по всему пространству.

Будем предполагать, что плотность тепловых источников задается гауссовым распределением, как по пространству, так и во времени:

$$\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon(\vec{r}, t) = \varepsilon(r) F(t), \quad (21)$$

где

$$\varepsilon(r) = \frac{8E}{\pi^{3/2} D^3} e^{-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}, \quad (22)$$

$$F(t) = \frac{1}{\pi^{1/2} \tau} e^{-\left(\frac{t}{\tau/2}\right)^2}. \quad (23)$$

Величина E определяет полную тепловую энергию зоны генерации (энергию, заключенную в микроожоге), D - эффективный поперечник зоны генерации (диаметр микроожога), а τ - эффективное время нагрева (время возникновения микроожога).

Подставляя (21) – (23) в (20) и производя вычисления, получаем:

$$\sigma(r_0, t) = \frac{\Gamma E}{\pi^{3/2} r_0 [D^2 + (s\tau)^2]} \left(-\frac{4st}{\sqrt{D^2 + (s\tau)^2}} e^{-\frac{(2st)^2}{D^2 + (s\tau)^2}} \right). \quad (24)$$

На рис. 3 приведен вид универсальной функции $f(\theta) = -2\theta e^{-\theta^2}$, задающей форму акустического импульса, порождаемого сферически-симметричным тепловым полем вида (21) – (23). Как видно из рисунка, в рассматриваемом случае упругая волна имеет вид биполярного антисимметричного импульса. Функция $f(\theta)$ достигает максимума (минимума) при $\theta_m = \pm(1/2)^{1/2}$, причем $f(\theta_m) = \pm(2/e)^{1/2} \approx \pm 0,858$. В соответствии с (24), зависимость максимума акустического импульса от расстояния задается выражением

$$\sigma_m(r_0) = \frac{\Gamma E (2/e)^{1/2}}{\pi^{3/2} r_0 [D^2 + (s\tau)^2]}. \quad (25)$$

В случае тепловой нелинейности параметра Грюнрайзена $\Gamma = \Gamma(\varepsilon)$ волновое уравнение (16) трансформируется к виду [6, 15]

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - s^2 \Delta \Psi = -\frac{1}{\rho} \int_0^{\varepsilon(\vec{r}, t)} \Gamma(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (26)$$

Отметим, что решение уравнения (26) может быть получено из соответствующего решения уравнения (16), если в последнем произвести замену

$$\Gamma \varepsilon(\vec{r}, t) \rightarrow \int_0^{\varepsilon(\vec{r}, t)} \Gamma(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (27)$$

Отмеченное обстоятельство позволяет, исследуя уравнение (16), легко распространить результаты этого исследования на общий случай, описывающий возбуждение термоакустических колебаний в средах с тепловой нелинейностью параметра Грюнрайзена.

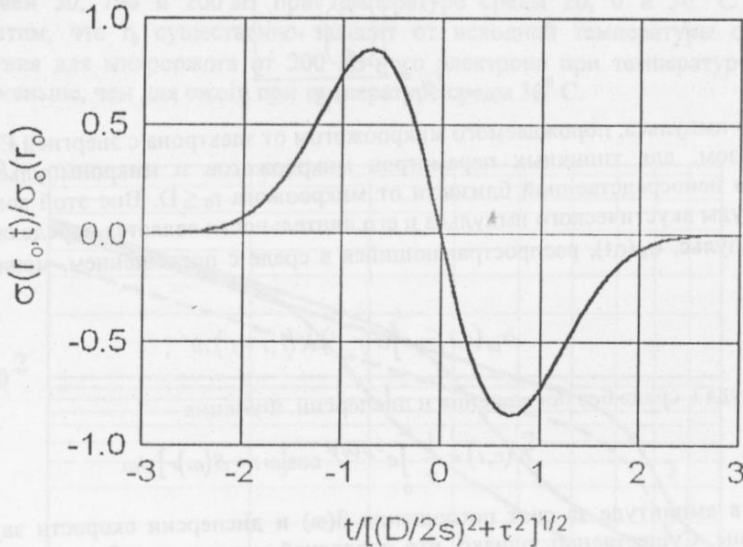


Рис. 3. Временная зависимость акустических напряжений, возбуждаемых микроожогом с гауссовым распределением поглощенной энергии. Функция $\sigma(r_0) = \Gamma E \pi^{-3/2} r_0^{-1} [D^2 + (2s\tau)^2]^{-1}$ задает зависимость максимума волны напряжений от диаметра микроожога D , времени его возникновения τ и расстояния до точки наблюдения r_0 .

Параметры термоакустического импульса от микроожога. Учет поглощения звука.

Как видно из проведенного выше рассмотрения, мгновенная величина давления в микроожогах, порождаемых низкоэнергетическими электронами, может достигать весьма значительных величин в сотни и тысячи атмосфер. Однако столь высокое давление действует только в малом временном интервале, определяемом временем акустической разгрузки $t_s = D/s$. Принимая для биообъекта продольную скорость звука равной $s = 1,5 \cdot 10^5$ см/с., получаем для микроожога от 100 эВ-ного электрона ($D = 33$ Å) оценку $t_s \approx 2,2 \cdot 10^{-12}$ с. За

время t_s , возникающая в микроожеге акустическая волна разгрузки успевает покинуть зону генерации, и давление уменьшается до исходной величины. Амплитуда упругой волны была найдена в предыдущем разделе как решение системы уравнений термоупругости [6,13]. Возбуждаемый упругий импульс первоначально имеет вид антисимметричной биполярной волны с общей эффективной длительностью $t_a = 4\sqrt{(D/2s)^2 + \tau^2}$ и с амплитудным значением $\sigma(r)$, убывающим с расстоянием r_0 по закону

$$\sigma(r_0) = \frac{\Gamma_{T0} E}{\pi^{3/2} r_0 [D^2 + (2s\tau)^2]} \quad (28)$$

Здесь использован коэффициент генерации Γ_{T0} вместо параметра Грюнайзена Γ , не являющегося постоянной величиной в диапазоне перегревных температур микроожега.

Следует отметить, что выражение (28) точно описывает величину амплитуды только на достаточно больших расстояниях от зоны генерации $r_0 \gg D$ (приближение волновой зоны), однако для качественных оценок им можно пользоваться, начиная с расстояний $r_0 \sim D$. С другой стороны, для больших расстояний r_0 корректность выражения (28) ограничивается влиянием поглощения звука, которое существенно сказывается при выполнении условия

$$r_0 < r_{at} = \frac{1}{\beta \left(\frac{1}{t_a} \right)} \quad (29)$$

Здесь $\beta(\omega)$ – коэффициент поглощения гармоники с частотой ω . Как известно, закон пространственного затухания амплитуды монохроматических колебаний носит экспоненциальный характер

$$u_{\omega}(r) \sim u_{\omega}(0) e^{-\beta(\omega)r}, \quad (30)$$

причем в жидкостях

$$\beta(\omega) = \beta \omega^2. \quad (31)$$

Для воды теоретически рассчитанная по классической теории [16] величина коэффициента β при нормальных температуре и давлении составляет: $\beta = 8,5 \cdot 10^{-17} \text{ Гц}^2 \text{см}^{-1}$. Величина r_{at} имеет смысл длины, на которой граничная частота в спектре термоакустического импульса $\omega = 1/t_a$ затухает в e раз. При выполнении закона затухания (31)

$$r_{at} = \frac{\left[\left(\frac{D}{s} \right)^2 + \tau^2 \right]}{\beta} \quad (32)$$

Так, для акустического импульса, порождаемого микроожегом от электрона с энергией $E=100 \text{ эВ}$, получаем $r_{at} \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ см}$. Таким образом, для типичных параметров микроожегов и микроимпульсов поглощение звука несущественно лишь в непосредственной близости от микроожега $r_0 \leq D$. Вне этой зоны роль поглощения в формировании амплитуды акустического импульса и его длительности является определяющей.

Акустический импульс, $\sigma_{at}(r,t)$, распространяющийся в среде с поглощением, может быть представлен в виде [5,6]:

$$\sigma_{at}(r,t) = \int_{-\infty}^t \sigma(r,t') K(r,t-t') dt', \quad (33)$$

где $\sigma(r,t)$ – амплитуда в среде без поглощения и дисперсии. Функция

$$K(r,t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\beta(\omega)r} \cos[\omega t + \delta(\omega)r] d\omega \quad (34)$$

определяет изменения в амплитуде за счет поглощения $\beta(\omega)$ и дисперсии скорости звука $s(\omega)$. Сведения о последней весьма скудны. Существенно, однако, что последней можно пренебречь для не слишком больших расстояний, которые нас интересуют [6]. Что касается поглощения, то его учет может быть легко произведен в случае зависимости (31) и для больших удалений от микроожега $r \gg r_{at}$. После преобразований получаем следующее выражение для максимума акустических напряжений [5,6]:

$$\sigma_{at}(r_0) = \frac{\Gamma E}{(2\pi e)^{1/2} \beta s^2 r_0^2} \cdot \quad (r_0 \gg r_{at}) \quad (35)$$

Таким образом, влияние поглощения приводит в случае широкополосного акустического импульса к степенному закону изменения амплитуды импульса с расстоянием, а не к экспоненциальному, как в случае монохроматического звука. Для расстояний $r_0 \ll r_{at}$ амплитуда акустического импульса изменяется с

расстоянием по закону $\sigma(r_0) \sim 1/r_0$, а для расстояний $r_0 \gg r_{ат}$ - по закону $\sigma(r_0) \sim 1/r_0^2$. В промежуточной области $r_0 \sim r_{ат}$ происходит монотонное изменение показателя степенной зависимости от -1 до -2 . (см. Рис. 6)

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показывают проведенные в работе оценки, в пределах области локализации поглощенной энергии - микроожога - возникающие импульсные термоакустические напряжения достаточно велики и могут влиять на биообъект, характеризующийся относительно низким порогом акустической инактивации [17]. Однако механические напряжения, достигающие в центре микроожогов значительных величин $1 - 10$ кбар, довольно быстро уменьшаются по мере удаления упругого импульса от центра ожога. В связи с этим, при оценке эффективности локального радиационно-акустического воздействия необходимо знать величину акустических напряжений, вызывающих необратимые изменения в биообъекте. Известно, что длительное воздействие ультразвука с частотой ~ 1 МГц и амплитудой $8-10$ атм. приводит к необратимым изменениям: инактивации вирусов, распаду цитоплазматических мембран и т.д. [17]. При воздействии ультразвука такой же частоты, но длительностью $3-5$ мкс., необратимые изменения наблюдаются при амплитудах ~ 20 атм. В настоящее время отсутствуют данные по биологическому воздействию уединенных акустических импульсов пикосекундной длительности и величиной $10 - 100$ атм. Можно предположить, что с уменьшением времени воздействия величина давления σ_b , вызывающая необратимые изменения в биообъекте, стремится к конечному пределу, определяемому энергией связи молекул биообъекта. Радиус сферической области r_b , в которой воздействие приводит к существенным изменениям биообъекта - зоны биологического действия радиационно-акустического механизма - находится из уравнения

$$\sigma(r_b) = \sigma_b. \quad (36)$$

Решение уравнения (36) проще всего получать графическим методом с использованием графика функции $\sigma(r)$.

На Рис. 4 показаны зависимости $\sigma(r)$ акустических напряжений от микроожогов, порождаемых вторичными электронами различных энергий и при различных температурах биообъекта. Например, принимая $\sigma_b = 100$ атм, легко установить, что радиус зоны биологического действия r_b для микроожогов, порождаемых электронами с энергией 50 , 100 и 200 эВ при температуре среды 20 , 0 и 30°C равен $2,7$; 4 и 5 нм, соответственно. Отметим, что r_b существенно зависит от исходной температуры среды T_0 . Так, радиус биологического действия для микроожога от 200 эВ-ного электрона при температуре среды $T_0 = 0^\circ\text{C}$ равен $3,3$ нм, т.е., в $1,5$ раза меньше, чем для ожога при температуре среды 30°C .

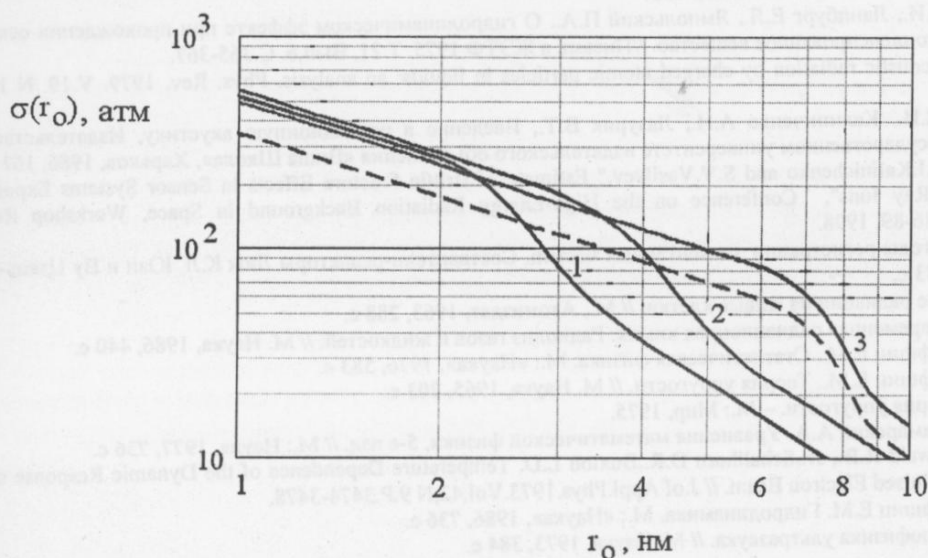


Рис. 4. Зависимость амплитуды импульса напряжений σ от расстояния r_0 для микроожогов, порождаемых вторичными электронами с различными энергиями. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют микроожогам от электронов с энергией 50 , 100 и 200 эВ при температуре среды 20° , 0° и 30°C ; соответственно. Пунктирная кривая соответствует микроожогу от электрона с энергией 200 эВ при температуре среды 30°C .

Обратим внимание на то, что объем зоны биологического действия может значительно превышать объем самого микроожога. Так, принимая $\sigma_b=100$ атм, получаем для ожога, от 100 эВ-ного электрона, при температуре среды $T_0=30^\circ\text{C}$ радиус зоны биологического действия $r_b=5$ нм, т.е. величину, в 3 раза превышающую радиус микроожога $D/2=1,6$ нм. Следовательно, объем зоны биологического действия вокруг такого микроожога примерно в 30 раз превышает объем самого ожога.

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Впервые теоретически изучено локальное радиационно-акустическое действие ионизирующего излучения - быстрых электронов, ионов и гамма квантов - на биообъекты. Показано, что образование малых перегретых областей вблизи точек остановки вторичных электронов - микроожогов - при прохождении ионизирующего излучения через вещество биообъекта приводит к генерации микросферических термоакустических импульсов, имеющих начальную величину до нескольких килобар и начальную длительность в несколько пикосекунд. Размеры микроожогов и порождаемых ими акустических импульсов близки к характерным размерам биологических мембран и других субклеточных структур биообъекта. Эффективность трансформации энергии, заключенной в микроожоге, в энергию термоакустического импульса составляет от 0,1 до 10 процентов для ожогов от вторичных электронов с энергией от 500 до 50 эВ, соответственно, что сравнимо с эффективностью радиационно-химических процессов [10]. Возникающие микросферические импульсы давлений могут существенно влиять на характеристики субклеточных структур в зоне, объем которой значительно превышает объем микроожога. Объем зоны биологического действия радиационно-акустического механизма определяется пороговой величиной импульсного давления, вызывающей необратимые изменения в элементах биообъекта, а также частотным коэффициентом затухания. Кроме того, величина воздействия термоакустических импульсов от микроожогов на субклеточные структуры, а также объем зоны биологического действия таких импульсов зависит от внешних условий, прежде всего от температуры биообъекта и может существенно варьировать в ходе радиационного воздействия.

Авторы выражают благодарность проф. В.Т.Лазурику и канд. физ.-мат. наук Е.А. Бараннику за полезные дискуссии и ряд важных замечаний по содержанию работы.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Тимофеев-Рессовский Н.В., Иванов В.И., Корогодін В.И. // Применение принципа попадания в радиобиологии. М. Атомиздат, 1964.
2. Кудряшов Ю.Б., Беренфельд Б.С. // Основы радиационной биофизики. М. Изд-во Моск. ун-та, 1982, 303 с..
3. Аскарьян Г.А. Гидродинамическое излучение от треков ионизирующих частиц в стабильных жидкостях. // Атомная энергия. 1957. Т.3. № 8. С.152-153.
4. Гольданский В.И., Ланцбург Е.Я., Ямпольский П.А.. О гидродинамическом эффекте при прохождении осколков деления через конденсированное вещество. //Письма в ЖЭТФ 1975. Т.21. Вып.6. С.365-367.
5. Learned J.G.. Acoustic radiation by charged atomic particles in liquids: an analysis. Phys. Rev. 1979. V.19. N 11. pp. 3293-3307.
6. Залобовский И.И., Калиниченко А.И., Лазурик В.Т., Введение в радиационную акустику, Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища Школа», Харьков, 1986, 167 с.
7. V.P.Vasilyev, A.I.Kalinichenko and S.V.Vasilyev." Estimate of Brittle Fracture Effects in Sensor Systems Exposed to Heavy Cosmic Ray Ions", Conference on the High-Energy Radiation Background in Space, Workshop Record, IEEE/NPSS, pp.86-89, 1998.
8. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Составители-редакторы Люк К.Л. Юан и Ву Цзянь-Сюн. М.: ИЛ, 1963, 343 с.
9. Ли Д.Е. Действие радиации на живые клетки. // М., Атомиздат, 1963, 288 с.
10. Пикаев А.К.. Современная радиационная химия. Радиолит газы и жидкостей. // М. Наука, 1986, 440 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Статистическая физика. М.: «Наука», 1976, 583 с.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Теория упругости. // М. Наука, 1965, 203 с.
13. Новацкий В. Теория упругости. – М.: Мир, 1975.
14. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики, 5-е изд. // М.: Наука, 1977, 736 с.
15. McLean F.B.,Oswald R.B., Jr.,Schallhorn D.R.,Buxton L.D. Temperature Dependence of the Dynamic Response of Si, Ge and InSb to a Pulsed Electron Beam. // J.of Appl.Phys.1973.Vol.42,N 9.P.3474-3478.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: «Наука», 1986, 736 с.
17. Эльпинер И.Е. Биофизика ультразвука. // М. Наука, 1973, 384 с.

LOCAL RADIATION-ACOUSTIC EFFECT AS A FACTOR OF BIOLOGICAL ACTION OF IONIZING RADIATION

V.V.Tovstiyak, A.I.Kalinichenko

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

Local radiation-acoustic action of ionizing radiation on bioobjects on a subcellular level is theoretically investigated. It was shown that formation of small overheated domains - "microburns" - near of stop- point of secondary electrons causes generation of micro-spherical thermoelastic pulses having initial value of 1–10 kilobars and initial duration a few picoseconds. The efficiency of microburn energy transformation into thermoacoustic pulse energy is of 0.1 to 10 per cents that is comparable with the one of radiation-chemical processes. Dimensions of microburns and thermoelastic pulses are comparable with characteristic dimensions of biological membranes and other subcellular structures of bioobjects. Size of a zone of biological action of the local radiation-acoustic mechanism around of the microburn, where bioobject characteristics are changed, is determined with account of dissipative processes. It was shown that radius of the zone of biological action depends on bioobject temperature.

KEY WORDS: ionizing radiation, secondary electrons, deposited dose, microburn, thermoacoustic stress, bioobject, biological action of radiation

УДК 621.039:623.001.24

РОЛЬ АМБИПОЛЯРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРОЦЕССЕ УПРАВЛЯЕМОГО СТОХАСТИЧЕСКОГО ПЕРЕНОСА ИОНОВ В ПЛАЗМЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА.

Э. И. Полуновский

Харьковский государственный университет, Харьков – 77, Украина,

А. А. ШишкинИнститут физики плазмы, Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", Харьков – 108,
Украина,**О. Motojima**

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

Получена в Редакции 7 апреля 1999 г.

В данной работе представлены результаты исследования движения "холодных" α - частиц, а также ионов и электронов основной плазмы термоядерного реактора. Рассматривается влияние амбиполярного электрического поля, существующего в плазме, на процесс переноса частиц через стохастический слой, создаваемый с помощью внешних магнитных возмущений. Показано, что амбиполярное электрическое поле с энергией $e\Phi \sim T_e$ приводит к улучшению удержания ионов основной плазмы, когда радиальная компонента поля отрицательна ($E_r < 0$), и не влияет на удержание ионов основной плазмы в случае, когда радиальная компонента поля положительна ($E_r > 0$).

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: стохастический слой, амбиполярное электрическое поле, гелиевая зола, время ухода, термоядерный реактор.

Стохастизация траекторий "холодных" α - частиц ($W=350$ keV) может способствовать их удалению из плазмы термоядерного реактора [1]. На этом пути возможно появление трудностей: электроны и ионы основной плазмы также могут уходить из объема удержания из-за стохастизации их траекторий. Чтобы избежать ухода частиц основной плазмы, в работе [2] было предложено *ограничивать время существования стохастического слоя, создаваемого с помощью внешних магнитных возмущений*, так, чтобы "холодная" α - частица с энергией, большей энергии иона основной плазмы, уходила через стохастический слой, а ион основной плазмы не успевал уйти из объема удержания. Однако в работе [2] мы не учитывали наличие в плазме амбиполярного электрического поля.

В данной работе рассматривается *влияние амбиполярного электрического поля, существующего в плазме, на процессы переноса "холодных" α - частиц и ионов основной плазмы через стохастический слой*. Показано, что отрицательное амбиполярное электрическое поле ($E_r < 0$) способствует тому, чтобы ионы основной плазмы оставались в объеме удержания.

ВРЕМЕНА УХОДА ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ СТОХАСТИЧЕСКИЙ СЛОЙ

Уравнения движения частицы

Для исследования процессов движения частиц используется система уравнений движения ведущего центра в дрейфовом приближении [3]

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= V_{||} \frac{\mathbf{B}}{B} + \frac{c}{B^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] + \frac{m_i c}{2e_i B^3} (2V_{||}^2 + V_{\perp}^2) [\mathbf{B} \nabla B], \\ \frac{dW}{dt} &= 0, \\ \frac{dJ_{\perp}}{dt} &= 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{r}$ – радиус-вектор ведущего центра частицы, $\mathbf{B}$ – вектор магнитного поля, $\mathbf{E}$ – вектор электрического поля, m_i и e_i – масса и заряд частицы, $V_{||}$ и $V_{\perp}$ – параллельная и перпендикулярная к магнитному полю составляющие скорости частицы, $W = m(V_{||}^2 + V_{\perp}^2)/2 + e\Phi$ – полная энергия частицы, $J_{\perp}$ – поперечный адиабатический инвариант частицы.

Модель магнитного поля

Основное магнитное поле задается скалярным потенциалом

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

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 и ϕ – координаты точки наблюдения, связанные с круговой осью тора: r – радиальное расстояние от круговой оси тора до точки наблюдения, ϑ – угловая переменная вдоль малого обхода тора, отсчитываемая от направления противоположного главной нормали к круговой оси тора, ϕ – угловая переменная вдоль большого обхода тора; $h_r=1$, $h_\vartheta=r$, $h_\phi=R+r\cos\vartheta$ – метрические коэффициенты для системы координат (r, ϑ, ϕ) ; m – число периодов магнитного поля на длине тора, индекс суммирования n в рассмотренном конкретном примере равен l , где l – число полюсов винтовой обмотки, $\varepsilon_{n,m}$ – коэффициенты при гармониках винтового магнитного поля.

В настоящей работе рассматривается магнитная система Force-Free Helical Reactor (FFHR) [4] с такими параметрами: $l=3$, $m=18$, $R=20$ м, $a_h=3,3$ м, $B_0=12$ Т, $\varepsilon_{3,18}=0,51$, $\varepsilon_{1,0}=0,003$.

Гармоники возмущающего магнитного поля описываются с помощью потенциала

$$\Phi_p = B_0 a_h \frac{\varepsilon_p}{m_p} \left(\frac{r}{a_h} \right)^{m_p} \sin(m_p \vartheta - n_p \phi), \quad (3)$$

где m_p и n_p – волновые числа гармоники возмущения, ε_p – амплитуда гармоники возмущения.

Для изучения переноса частицы в стохастическом слое используются гармоники с волновыми числами $m_p=3$, $n_p=1$ и $m_p=2$, $n_p=1$, с одинаковой амплитудой $\varepsilon_p=0,002$.

Различие в уходе частиц гелиевой золы и основной плазмы через стохастический слой при $E_r=0$

Необходимо заметить, что через стохастический слой уходят как холодные α – частицы, так и электроны, и ионы основной плазмы. Однако времена ухода частиц зависят от их скорости. Чем больше скорость частицы, тем быстрее она уходит через стохастический слой. Это заметно из первого уравнения системы (1).

Начальные условия для всех частиц приняты одинаковыми: $r=145$ см., $\vartheta=1,05$ рад., $\phi=0$ рад.. В случае $\varepsilon_p=0,001$ этому начальному условию соответствует движение по дрейфовой островной поверхности с дрейфовым углом прокручивания $i^*=1/3$.

При этих начальных условиях времена перехода электрона, иона гелиевой золы и иона основной плазмы с дрейфовой поверхности $i^*=1/3$ на $i^*=1/2$ равны соответственно $2,24 \times 10^{-5}$ сек., $3,2 \times 10^{-4}$ сек. и $2,58 \times 10^{-3}$ сек.. Отметим, что электроны быстро перемещаются по стохастическому слою: максимально удаляются по радиусу и затем возвращаются к нижней границе стохастического слоя (Рис. 1). Поэтому мы не ожидаем что такое движение электронов повлияет на структуру амбиполярного электрического поля в плазме.

ВЛИЯНИЕ АМБИПОЛЯРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В плазме тороидальной ловушки с винтовым магнитным полем присутствует радиальное амбиполярное электрическое поле с энергией $e\phi \sim T_e$. Величина и знак такого поля могут зависеть от метода нагрева плазмы. Абсолютная величина напряженности амбиполярного электрического поля

$$E_A \sim \frac{T_e}{e} \frac{\nabla n}{n} \quad (4)$$

и является функцией радиальной координаты. Так как в данной работе рассматривается движение частиц в ограниченном радиальном слое, ширина которого мала по сравнению с радиусом винтовой обмотки, то абсолютная величина амбиполярного электрического поля считается постоянной и равной

$$E_A \approx \frac{T_e}{e} \frac{1}{L_{st}}, \quad (5)$$

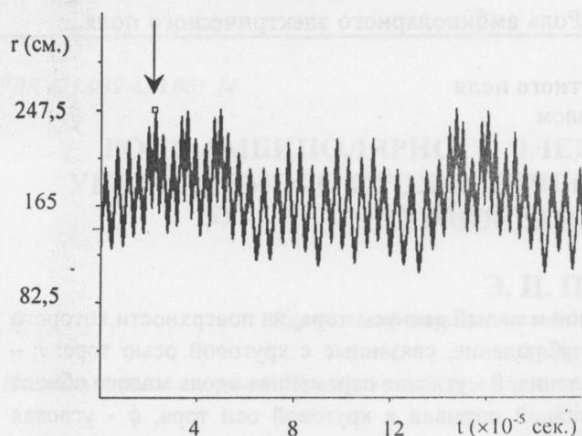


Рис.1 Зависимость радиальной координаты электрона ($W=20$ keV, $V_{II}/V=0,9$) от времени при $E_r=0$. Стрелкой отмечен момент времени, когда электрон впервые достигает верхней границы стохастического слоя.

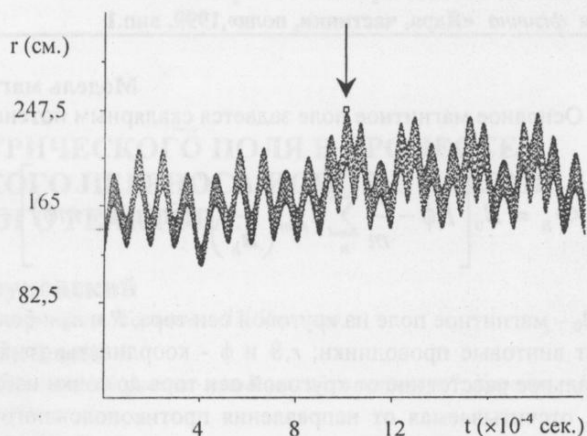


Рис.2а Зависимость радиальной координаты иона гелия ($W=350$ keV, $V_{II}/V=0,9$) от времени при учете амбиполярного электрического поля ($E_r < 0$). Стрелкой отмечен момент времени, когда ион гелия впервые достигает верхней границы стохастического слоя.

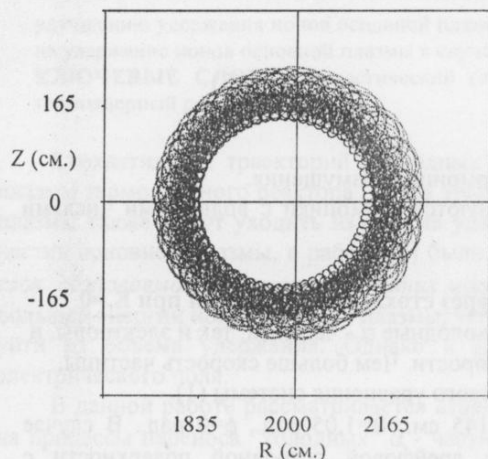


Рис.2б Следы траектории иона гелия ($W=350$ keV, $V_{II}/V=0,9$) при учете амбиполярного электрического поля ($E_r < 0$).

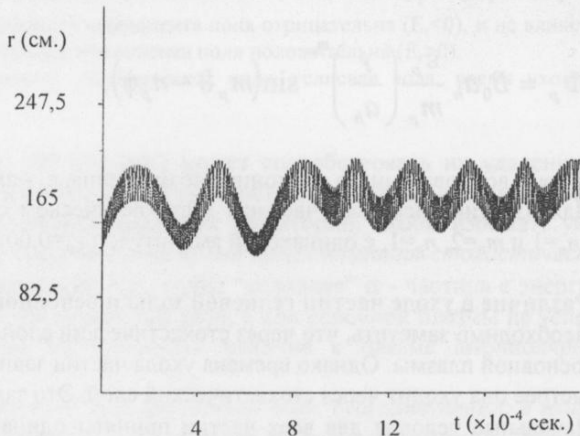


Рис.3а Зависимость радиальной координаты иона дейтерия ($W=20$ keV, $V_{II}/V=0,9$) от времени при учете амбиполярного электрического поля ($E_r < 0$).

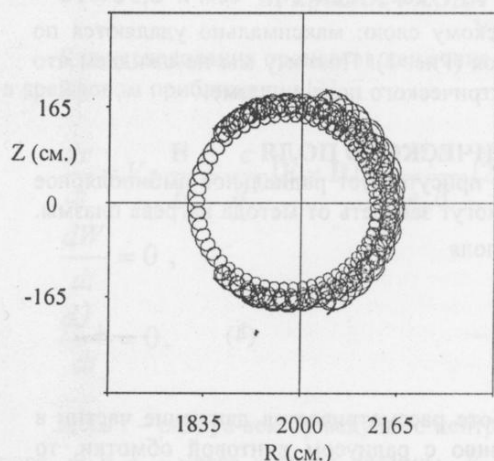


Рис.3б Следы траектории иона дейтерия ($W=20$ keV, $V_{II}/V=0,9$) при учете амбиполярного электрического поля ($E_r < 0$).

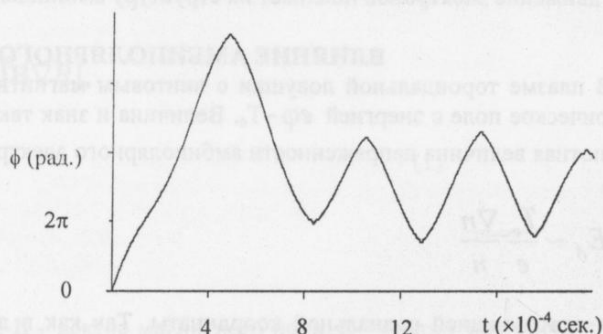


Рис.3с Зависимость координаты ϕ иона дейтерия ($W=20$ keV, $V_{II}/V=0,9$) от времени при учете амбиполярного электрического поля ($E_r < 0$).

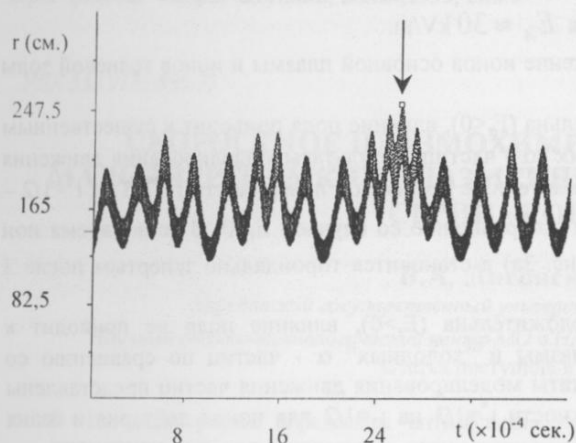


Рис.4а Зависимость радиальной координаты иона дейтерия ($W=20$ keV, $V_{II}/V=0,9$) от времени при учете амбиполярного электрического поля ($E_r>0$). Стрелкой отмечен момент времени, когда ион дейтерия впервые достигает верхней границы стохастического слоя.

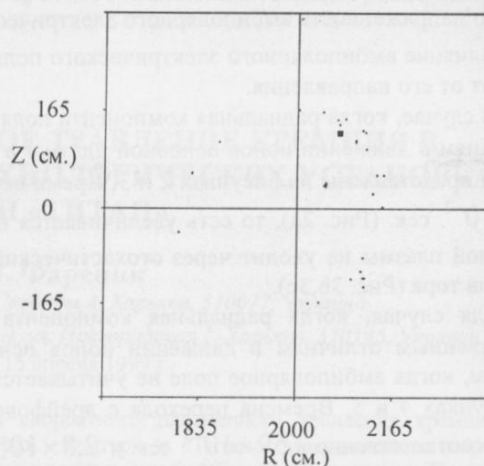


Рис.4б Следы траектории иона дейтерия ($W=20$ keV, $V_{II}/V=0,9$) в сечении $\phi=0$ при учете амбиполярного электрического поля ($E_r>0$). Квадратом отмечена точка старта.

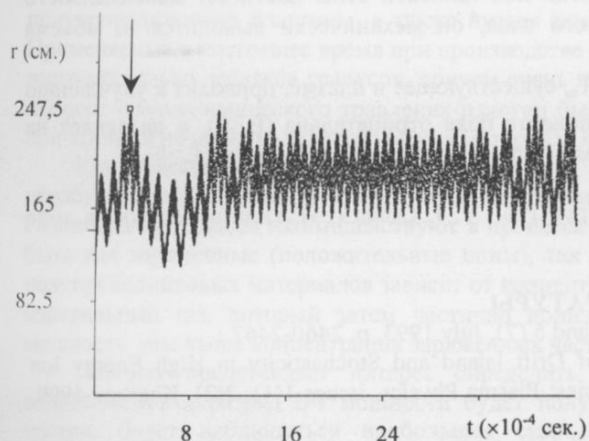


Рис.5а Зависимость радиальной координаты иона гелия ($W=350$ keV, $V_{II}/V=0,9$) от времени при учете амбиполярного электрического поля ($E_r>0$). Стрелкой отмечен момент времени, когда ион гелия впервые достигает верхней границы стохастического слоя.

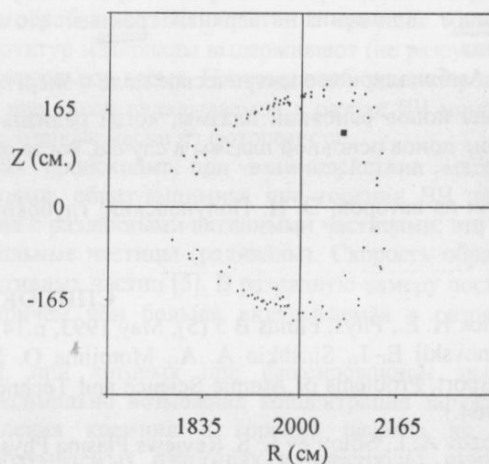


Рис.5б Следы траектории иона гелия ($W=350$ keV, $V_{II}/V=0,9$) в сечении $\phi=0$ при учете амбиполярного электрического поля ($E_r>0$). Квадратом отмечена точка старта.

где L_{st} – средняя ширина стохастического слоя. Если ширина стохастического слоя $L_{st} \approx 70$ см., а $T_e = 20$ keV, то напряженность амбиполярного электрического поля $E_A \approx 30$ kV/m.

Влияние амбиполярного электрического поля на движение ионов основной плазмы и ионов гелиевой золы зависит от его направления.

В случае, когда радиальная компонента поля отрицательна ($E_r < 0$), влияние поля приводит к существенным различиям в движении ионов основной плазмы и “холодных” α - частиц. Результаты моделирования движения частиц представлены на рисунках 2 и 3. Время перехода иона гелия с дрейфовой поверхности $\dot{r} = 1/3$ на $\dot{r} = 1/2$ – $1,0 \times 10^{-3}$ сек. (Рис. 2а), то есть увеличивается в три раза по сравнению со случаем $E_r = 0$. В то же время ион основной плазмы не уходит через стохастический слой (Рис. 3а) а становится тороидально запертым после 3 обходов тора (Рис. 3б,3с).

Для случая, когда радиальная компонента поля положительна ($E_r > 0$), влияние поля не приводит к существенным отличиям в движении ионов основной плазмы и “холодных” α - частиц по сравнению со случаем, когда амбиполярное поле не учитывается. Результаты моделирования движения частиц представлены на рисунках 4 и 5. Времена перехода с дрейфовой поверхности $\dot{r} = 1/3$ на $\dot{r} = 1/2$ для ионов дейтерия и гелия равны соответственно $2,59 \times 10^{-3}$ сек. и $2,8 \times 10^{-4}$ сек. (Рис. 4а,5а).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно сделать следующие выводы:

1. В отсутствие амбиполярного электрического поля через стохастический слой переносятся как ионы гелиевой золы, так и частицы основной плазмы. Однако время ухода частиц гелиевой золы τ_{He} меньше времени ухода ионов основной плазмы τ_D , а именно: $\tau_e : \tau_{He} : \tau_D \sim 1 : 10 : 100$. Поэтому можно использовать стохастический слой для вывода гелиевой золы или ввода ионов трития (топлива), управляя временем его существования. Предполагается, что в момент времени, когда ион гелиевой золы достигает максимального радиального положения – верхней границы стохастического слоя, он механически выводится из объема удержания.

2. Амбиполярное электрическое поле с энергией $e\Phi \sim T_e$, существующее в плазме, приводит к улучшению удержания ионов основной плазмы, когда радиальная компонента поля отрицательна ($E_r < 0$), и не влияет на удержание ионов основной плазмы в случае, когда радиальная компонента поля положительна ($E_r > 0$).

Один из авторов, Э. И. Полуновский, глубоко благодарен Prof. T. J. Dolan (IAEA) за поддержку в ходе работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mynick H. E., Phys. Fluids B 5 (5), May 1993, p.1471-1481 and 5 (7), July 1993, p. 2460-2467.
2. Polunovskij E. I., Shishkin A. A., Motojima O. Motion of Drift Island and Stochasticity in High Energy Ion Transport, Problems of Atomic Science and Technology, series: Plasma Physics, issues 1(1), 2(2), Kharkov-1999, p.62-64.
3. Morozov A. I., Solov'ev L. S. Reviews Plasma Physics (edit. By Acad. M. L. Leontovich) vol.2, Consultants Bureau, New York, 1966, p.201-297.
4. Motojima O. et al. 23rd European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Kiev, 1996, b026, p. 551-554.

ROLE OF AMBIPOLAR ELECTRICAL FIELD IN PROCESS OF CONTROLLABLE STOCHASTIC TRANSPORT OF IONS AT PLASMA OF FUSION REACTOR.

E. I. Polunovskij

Kharkov State University, Kharkov – 77, Ukraine,

A. A. Shishkin

Institute of Plasma Physics, National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkov – 108, Ukraine

O. Motojima

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

In the present paper the findings on motion of “cold” α - particles, electrons and ions of basic plasma of fusion reactor are provided. Influence of the ambipolar electrical field, which takes place in plasma, on transport of the particles through the stochastic layer induced by external magnetic perturbations is considered. It is shown that the ambipolar electrical field with energy $e\Phi \sim T_e$ promote confinement of ions of basic plasma in case $E_r < 0$ and not affect on confinement of ions of basic plasma in case $E_r > 0$.

KEY WORDS: stochastic layer, ambipolar electrical field, helium ash, time of escape, fusion reactor.

УДК 533.915; 539.23

СКОРОСТНОЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ ТРАВЛЕНИЕ КРЕМНИЯ В МАЛОЭНЕРГОЕМКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ СЕРИИ «КОНТУР» И «ТИТАН»

В.А. Лисовский, 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 15 апреля 1999 г.

В настоящей работе определены оптимальные условия для скоростного плазменного травления кремния в технологических малоэнергоемких плазменных установках серии «Контур» и «Титан». Максимальная скорость травления кремния наблюдается в диапазоне между минимумом и точкой перегиба ВЧ кривой зажигания. Получена аппроксимационная формула, позволяющая определить оптимальное для скоростного травления кремния давление в широком диапазоне расстояний между электродами.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ВЧ емкостной газовый разряд, плазменные технологии, низкие давления

В настоящее время высокочастотный (ВЧ) разряд во фторсодержащих газах низкого давления широко используется для травления кремния и других полупроводниковых и диэлектрических материалов [1 - 7]. Основными требованиями к такому технологическому процессу являются высокая скорость и анизотропия профиля травления, отсутствие полимерных пленок на подложке и равномерность обработки поверхности полупроводниковой пластины, а также низкая температура обрабатываемых пластин в процессе травления. Применяемые в настоящее время при производстве микроструктур материалы выдерживают (не разрушаются) всего несколько десятков градусов, причем очень непродолжительное время. Поэтому необходимо проводить процесс плазмохимического травления пластин быстро, но при такой вкладываемой в разряд ВЧ мощности, при которой не происходит разрушения материала пластины, а также маски из фоторезиста.

Как известно, процесс плазмохимического травления происходит при взаимодействии материала обрабатываемой пластины с химически активными частицами, образующимися при горении ВЧ разряда. Различные материалы взаимодействуют в процессе травления с различными активными частицами: это могут быть как заряженные (положительные ионы), так и нейтральные частицы (радикалы). Скорость обработки полупроводниковых материалов зависит от концентрации активных частиц [5]. В разрядную камеру поступает нейтральный газ, который затем частично ионизируется, причем чем больше вкладываемая в разряд ВЧ мощность, тем выше концентрация заряженных частиц.

Поэтому представляет интерес определить условия, при которых при фиксированном значении вкладываемой в разряд ВЧ мощности будет получена максимально возможная концентрация заряженных частиц, будет наблюдаться наибольшая скорость травления кремния и горение разряда не будет сопровождаться появлением полимерной пленки на обрабатываемых пластинах и электродах разрядной камеры. В настоящей работе показано наличие связи между диапазоном давлений, оптимальным для проведения процесса скоростного травления кремния, и соответствующим участком кривой зажигания ВЧ разряда.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Высокочастотный газовый разряд зажигался в SF_6 и аргоне в диапазоне давлений $p = 10^{-2} - 5$ Торр. Расстояние между плоскими круглыми электродами из нержавеющей стали изменялось в диапазоне $L = 6.5 - 55$ мм. Диаметр электродов был равен 100 мм. Исследуемая в настоящей работе газоразрядная камера используется при конструировании малоэнергоемких плазменных технологических установок серии «Контур» и «Титан». Поэтому все полученные нами результаты могут быть применены при разработке и оптимизации плазменного технологического оборудования на базе ВЧ емкостного разряда низкого давления.

Амплитуда ВЧ напряжения могла изменяться в диапазоне $U_{rf} = 0 - 1000$ В. ВЧ напряжение прикладывалось к одному из электродов, а второй электрод был заземлен. Между электродами подключался дроссель индуктивностью 4 мГн, который позволял удалить постоянное напряжение автосмещения. ВЧ напряжение с потенциального электрода через емкостный делитель подавалось на измеритель разности фаз ФК2-12. Измерения ВЧ тока проводились с помощью пояса Роговского, сигнал с которого также подавался на ФК2-12. Это позволяло получить не только амплитуды ВЧ напряжения U_{rf} и ВЧ тока I_{rf} , но и угол сдвига фазы φ между ними.

Мы использовали методику измерения ВЧ кривых зажигания, предложенную в работе [8]. Вблизи и справа от минимума кривой зажигания мы устанавливали определенное значение давления газа в разрядной камере, а затем медленно повышали ВЧ напряжение между электродами до зажигания разряда. В области неоднозначной зависимости пробойного ВЧ напряжения от давления газа (левая ветвь кривой зажигания) мы при достаточно низком давлении ($p \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ Торр) устанавливали определенную величину ВЧ напряжения, а затем давление газа в камере плавно увеличивалось до момента зажигания разряда. При отсутствии ВЧ разряда угол сдвига фазы между током и напряжением был равен $\varphi = \pi/2$. Появление активного тока в разрядной цепи ($\varphi < \pi/2$) и свечения в разрядной камере служило индикатором пробоя газа.

Параметры плазмы (температура электронов T_e и плотность плазмы n_i) определялись с помощью одиночного цилиндрического зонда из нихрома длиной 5 мм и диаметром 0.18 мм. В исследованном нами диапазоне давлений могут наблюдаться различные режимы работы зонда (бесстолкновительный, переходный и столкновительный), т.е. положительные ионы могут проходить призондовый слой без столкновений (низкие давления, $p \leq 0.05$ Торр), столкнувшись с атомами газа несколько раз (промежуточные давления), либо сталкиваясь с частицами нейтрального газа очень часто ($p > 1$ Торр). Поэтому плотность плазмы n_i мы рассчитывали из ионной ветви зондового тока и измеренной температуры электронов T_e с помощью методики, описанной в работах [9 - 11]. Температуру электронов T_e мы рассчитывали из линейных участков на зондовой вольт - амперной характеристике и на второй производной от тока на зонд по постоянному напряжению на зонде, построенных в полулогарифмическом масштабе. Определенные такими двумя способами значения T_e различались не более чем на 10 - 20 %. Для измерения второй производной от тока на зонд по напряжению $d^2 I_{pr}/dU_{pr}^2$ использовался метод второй гармоники, т.е. зондовый ток модулировался низкочастотным напряжением (частота $f_{lf} \sim 1 - 3$ кГц), при этом регистрировался сигнал на частоте $2 f_{lf}$. Измерительный комплекс для определения $d^2 I_{pr}/dU_{pr}^2$, подобный нашему, был описан в работе [12].

Методика проведения процесса травления была следующей. Образцы из монокристаллического кремния (100) помещались на ВЧ электрод и накрывались металлической маской. Зажигался разряд в SF_6 и ВЧ напряжение между электродами повышалось до такой величины, чтобы потребляемая разрядом активная ВЧ мощность

$$W = \frac{1}{2} U_{rf} I_{rf} \cos \varphi \quad (1)$$

равнялась заранее выбранному фиксированному значению $W = 100$ Вт. Толщина стравленного слоя определялась с помощью микроскопа - интерферометра, а в ряде случаев - с помощью электронного микроскопа.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Кривые зажигания ВЧ емкостного разряда имеют такие характерные точки, как точка перегиба (при давлении газа $p = p_{int}$), минимум ($p = p_{min}$) и точка поворота [8; 13; 14]. На рис.1 показаны зависимости скорости травления кремния V_{etch} от давления SF_6 и кривая зажигания ВЧ разряда в этом газе. Из рисунка видно, что функция $V_{etch}(p)$ имеет максимум при давлении, лежащем в диапазоне между минимумом и точкой перегиба кривой зажигания ВЧ разряда. Процесс скоростного травления начинается при некотором пороговом давлении вблизи минимума кривой зажигания. Наличие максимума на зависимости $V_{etch}(p)$ в диапазоне давлений $p = 0.1 - 1$ Торр наблюдалось также в работах [5, 15].

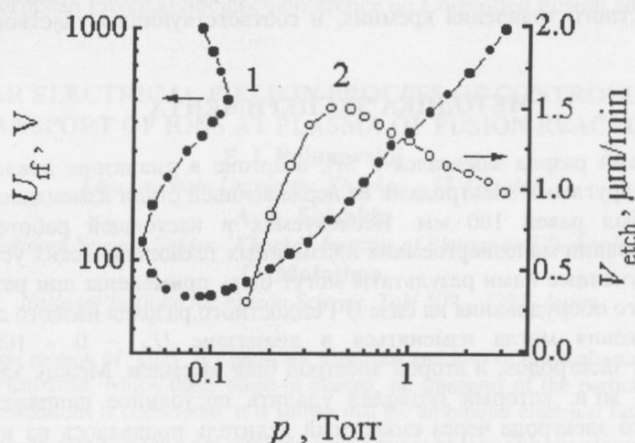


Рис.1. Кривая зажигания ВЧ разряда в SF_6 (1) и зависимость скорости травления кремния от давления (2) при $L = 22$ мм.

Как было показано в [16], в области давлений слева от минимума ВЧ кривой зажигания при горении ВЧ разряда в технологических газах (CF_4 , CCl_4 , SF_6) на электродах, подложках и стенках разрядной камеры оседает аморфная полимерная пленка. Появление такой полимерной пленки на кремниевой пластине может не только замедлить процесс травления, но и полностью прервать его. Образующаяся полимерная пленка весьма устойчива к воздействию компонент плазмы, к тому же присутствие такой пленки на образце может привести пластину в негодность. Скорость роста пленки увеличивается с уменьшением давления газа и повышением вкладываемой в разряд активной ВЧ мощности. Кремниевая пластина будет травиться, если скорость травления полимерной пленки и самого кремния превысит скорость пленкообразования. Поэтому в диапазоне давлений слева от минимума кривой зажигания используются смеси газов, предотвращающие появление полимерной пленки (например, $\text{CF}_4 + \text{O}_2$). Однако даже в случае отсутствия полимерной пленки скорость травления кремния в этом диапазоне давлений остается небольшой. Например, при давлении смеси $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ $p \approx 0.03$ Торр и ВЧ мощности 100 Вт в работе [2] получена максимальная скорость травления кремния $V_{\text{etch}} \approx 7 \cdot 10^{-3}$ мкм/мин; в чистом CF_4 при тех же условиях на пластине растет полимерная пленка и процесс травления полностью прекращается.

В диапазоне давлений между минимумом и точкой перегиба ВЧ кривой зажигания полимерные пленки на подложках практически не образуются. Скорость травления кремния с повышением давления газа быстро увеличивается, достигает максимума и затем медленно уменьшается (рис.1). Именно этот диапазон давлений наиболее благоприятен для проведения процесса скоростного травления кремния. Из рис.1 видно, что для достижения скорости травления кремния $V_{\text{etch}} \approx 1.5$ мкм/мин в SF_6 достаточно 100 Вт активной ВЧ мощности. Прикладывая к электродам дополнительное постоянное напряжение 150 В ("минус" был на ВЧ электроде), можно увеличить скорость травления в SF_6 до 2 мкм/мин.

При дальнейшем увеличении давления кривая зажигания ВЧ разряда проходит через точку перегиба [13, 14], при этом скорость травления кремния монотонно уменьшается. В этом диапазоне давлений наблюдается значительное подтравливание материала подложки под маской. При давлениях $p > 1$ Торр разряд может гореть не по всей площади электродов и для заполнения разрядом всей камеры необходимо приложить довольно большие ВЧ напряжения (такая тенденция ВЧ разряда в SF_6 к сжатию была теоретически предсказана в [17]), при этом в исследованном диапазоне давлений эффект нормальной плотности тока [18, 19] нами не наблюдался. При высоких ВЧ напряжениях вблизи оси разрядной камеры появлялся ярко светящийся плазменный шнур и кремниевая пластина в этой области травилась заметно быстрее, чем на периферии разрядной камеры. Поэтому для травления кремниевых пластин большого диаметра диапазон давлений справа от точки перегиба ВЧ кривой зажигания мало пригоден.

Зондовые измерения параметров плазмы ВЧ разряда в SF_6 затрудняются тем, что в широком диапазоне давлений на поверхность зонда оседает полимерная пленка, и ток в зондовой цепи со временем быстро уменьшается. Поэтому мы провели зондовые измерения параметров плазмы ВЧ разряда в аргоне. В частности, нами получены осевые профили плотности плазмы при различных давлениях и выбранных значениях активной ВЧ мощности (рис.2а). Осевые профили плотности плазмы $n_i(z)$ мы использовали для расчета величины Z :

$$Z = \int_0^L n_i(z) dz, \quad (2)$$

на рис.2а величина Z равна площади заштрихованной фигуры под кривой $n_i(z)$. Фактически величина Z равна числу заряженных частиц внутри плазменного цилиндра, ось которого совпадает с осью разрядной камеры, а площадь торца равна 1 см^2 .

На рис.2б показаны кривая зажигания ВЧ разряда в аргоне и несколько зависимостей $Z(p)$. Хорошо видно, что функция $Z(p)$ достигает максимума в области давлений между минимумом и точкой перегиба ВЧ кривой зажигания. На рис.2б приведены также значения ВЧ напряжений, при которых потребляемая разрядом активная ВЧ мощность W достигает определенных выбранных значений. Как известно, повышение давления приводит, с одной стороны, к увеличению частоты ионизации атомов аргона электронным ударом. С другой стороны, чем больше давление газа, тем больше сопротивление разрядной плазмы ВЧ току проводимости и больше потребляемая разрядом активная ВЧ мощность. Поэтому с ростом давления газа при фиксированных значениях W величина Z сначала увеличивается, достигает максимума и затем уменьшается. Скорость генерации химически активных частиц (необходимых для травления кремния) пропорциональна электронной плотности [5], поэтому зависимость $V_{\text{etch}}(p)$ имеет максимум примерно при тех же значениях давления газа, что и величина $Z(p)$.

В настоящей работе также была выведена аппроксимационная формула для оптимального давления газа, при котором нужно проводить процесс скоростного травления кремния:

$$p_{\text{opt}} = \frac{a_1}{L^4} + a_2, \quad (3)$$

где p_{opt} выражается в Торр, L - в см., $a_1 = 0.9$, $a_2 = 0.4$. Оптимальным считалось такое давление, которое соответствует максимуму зависимости $V_{\text{etch}}(p)$. Формула (3) позволяет определить p_{opt} во всем исследованном нами диапазоне расстояний между электродами L с точностью $\pm 20\%$. Из формулы (3) видно, что при достаточно больших расстояниях между электродами $L \geq 3$ см оптимальное для проведения травления кремния давление практически перестает зависеть от величины межэлектродного промежутка и примерно равно 0.4 - 0.5 Торр.

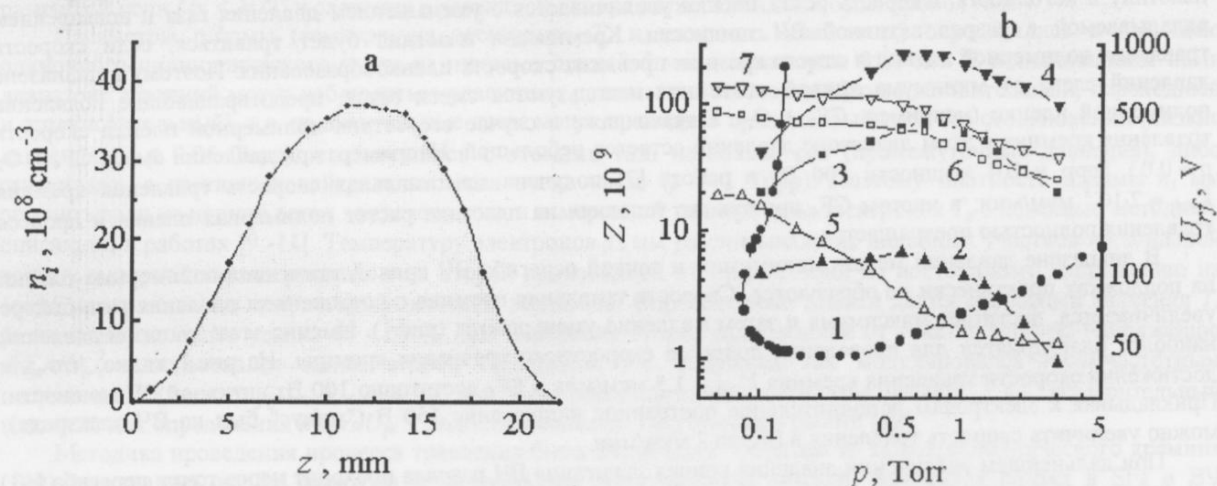


Рис.2. а) Осевой профиль плотности плазмы в ВЧ разряде в аргоне при $L = 22$ мм, $p = 0.1$ Торр, $W = 1$ Вт; б) 1 - кривая зажигания ВЧ разряда в аргоне, 2 - 4 - зависимости величины Z от давления, 5 - 7 - величины ВЧ напряжения, при которых активная ВЧ мощность W равна фиксированным значениям: 2 и 5 - $W = 1$ Вт, 3 и 6 - 10 Вт, 4 и 7 - 30 Вт.

Сделаем сравнение полученных нами экспериментальных результатов с данными других авторов. Например, в работе [20] проведены исследования скорости травления кремния в SF_6 в тлеющем разряде постоянного тока; при этом для достижения скорости травления кремния $V_{\text{etch}} \approx 1.5$ мкм/мин потребовалась плотность мощности $P_w \approx 2.25$ Вт/см² (мощность, приходящаяся на единицу площади катода). Нами же в условиях ВЧ емкостного разряда для достижения такой же скорости травления кремния была использована плотность активной ВЧ мощности $P_w \approx 1.2$ Вт/см², т.е. примерно в 1.9 раза меньше, чем в условиях тлеющего разряда [20]. Поэтому технологические плазменные установки серии «Контур» и «Титан» вполне оправдывают свое название «малозероёмкие», поскольку позволяют проводить процессы обработки полупроводниковых материалов со значительно меньшими затратами энергии, чем существующие другие образцы технологического оборудования.

Таким образом, в настоящей работе мы выяснили связь между диапазоном давлений, оптимальным для проведения процесса травления кремния в технологических малозероёмких плазменных установках серии «Контур» и «Титан», и соответствующим участком ВЧ кривой зажигания. Максимальные скорости травления кремния наблюдаются в диапазоне давлений между минимумом и точкой перегиба кривой зажигания. Получена аппроксимационная формула, позволяющая предсказать оптимальное для проведения процесса скоростного травления кремния в SF_6 в широком диапазоне расстояний между электродами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1982. V.53. P. 2923 - 2938.
- [2] Coburn J.W., Kay E. // IBM J. Res. Develop. 1979. V.23. P. 33 - 41.
- [3] Kawata H., Murata K., Nagami K. // J. Electrochem. Soc. 1985. V.132. P. 206 - 211.
- [4] Pinto R., Ramanathan K.V., Babu R.S. // J. Electrochem. Soc. 1987. V.134. P. 165 - 175.
- [5] Данилин Б.С., Кляев В.Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов М.: Энергоатомиздат, 1987.
- [6] Моро У. Микролитография М.: Мир, 1990.
- [7] Амиров И.И., Абрамов В.В., Вихарев А.В., Орликовский А.А., Селуков А.А., Смирнов В.К. // Микроэлектроника. 1993. Т.22. В.4. С. 29 - 39.
- [8] Левитский С.М. // ЖТФ. 1957. Т.27. С. 970 - 977.
- [9] Немчинский В.А. // ЖТФ. 1970. Т.40. С. 416 - 419.
- [10] Schulz G.J., Brown S.C. // Phys. Rev. 1955. V.98. P. 1642 - 1649.
- [11] Dudin S.V. // Record - Abstracts of 23rd IEEE Int. Conf. on Plasma Science, Boston, USA, 1996, P. 45.

- [12] Дудин С.В. // Приборы и техника эксперимента. 1994. В. 4. С. 78 - 82.
- [13] Кропотов Н.Ю., Качанов Ю.А., Реука А.Г., Лисовский В.А., Егоренков В.Д., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14. С. 359-363.
- [14] Lisovsky V.A., Yegorenkov V.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V.27. P. 2340-2349.
- [15] Boyd H., Tang M.S. // Solid State Technology 1979. V.22. No.4. P. 133-138.
- [16] Lisovsky V.A., Yegorenkov V.D. // Record-Abstracts of IEEE Int. Conf. on Plasma Science, 1995, Madison, USA, P.162.
- [17] Tsai J.H., Wu C. // Phys. Rev. A. 1990. V.41. P. 5626 - 5644.
- [18] Яценко Н.А. // ЖТФ. 1981. Т.51. С. 1195 - 1204.
- [19] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М.: Изд-во МФТИ; Наука-Физматлит, 1995.
- [20] Катюха В.П., Кириченко Г.С., Павлов С.Н. // Электронная техника. Серия 7. 1992. Вып.5 (174). С. 3-5.

FAST PLASMA-CHEMICAL ETCHING OF SILICON IN LOW-ENERGY PLASMA TECHNOLOGY SET-UPS OF "KONTUR" SERIES AND "TITAN"

V.A. Lisovskiy, V.I. Farenik*

Kharkov State University, pl. Svobody 4, Kharkov, 310077, Ukraine

**Scientific Center of Physical Technologies, Novgorodskaya Str. 1, Kharkov, 310145, Ukraine*

In this paper the optimal conditions for high rate plasma etching of silicon in RF discharge in SF_6 have been determined. Maximal rate of silicon etching is observed in the pressure range between minimum and inflection point of RF breakdown curve. An approximation formula was obtained which permits to determine optimal pressure for silicon etching in wide range of interelectrode gaps.

KEY WORDS: RF capacitive gas discharge, plasma technologies, low pressure.

УДК 533.915:539.23

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПОКРЫТИЙ

А.Г.Чунадра, А.Ф.Целуйко, А.А.Мирошник.

Харьковский государственный университет, Украина, 310108, Харьков, пр. Курчатова, 31.

Поступило в редакцию 13 апреля 1999 г.

Работа посвящена изучению влияния переходного слоя контактных площадок на характеристики резистивных газовых датчиков адсорбционно-полупроводникового типа на основе оксидов индия-олова с зависимым от давления сопротивлением, полученных методом магнетронного осаждения. Показано, что характер изменения сопротивления датчика определяется соотношением сопротивлений газочувствительного покрытия и переходного слоя контактной площадки. Определен оптимальный тип газового датчика с максимальной газовой чувствительностью.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: оксид индий-олова, газовый датчик.

Широкое внедрение газочувствительных датчиков нового поколения на основе тонкопленочных структур для экспрессного анализа газовой среды предполагает поиск новых материалов с уникальными свойствами для газочувствительных слоев. Как правило, в качестве материала чувствительных элементов таких приборов используются окислы металлов в моно- или поликристаллическом состоянии [1,2].

В работе [3] был описан эффект аномально сильной зависимости сопротивления от давления в диапазоне 1-100 мм рт. ст. у тонкопленочных структур на основе оксидов индия-олова, полученных методом магнетронного осаждения. Относительное изменение сопротивления таких структур в указанном диапазоне давлений составило $10 \pm 300\%$, что на 5-6 порядков превышает данный показатель для чистых полупроводниковых материалов [4]. Кроме того, такие пленки обнаружили чувствительность к сорту газа, когда относительное изменение сопротивления одного и того же образца зависело от состава газовой среды (разброс относительного изменения сопротивления при напуске чистых газов, таких как кислород, азот, аргон, доходил до $20 \pm 30\%$). В работе были приведены параметры получения таких пленок, которые являются весьма критичными: так, например, диапазон рабочего давления необходимо было выдерживать с точностью до 0.1%.

Еще одной особенностью полученных покрытий явилось то, что относительное изменение сопротивления имело неоднозначный характер (рис. 1):

- Пленки с сопротивлением в сотни ом на квадрат увеличивали свое сопротивление при увеличении давления (кривая 1).
- Пленки с сопротивлением в десятки-сотни килоом на квадрат снижали свое сопротивление при увеличении давления (кривая 2);
- Пленки с сопротивлением в килоомы на квадрат сначала снижали свое сопротивление, а затем увеличивали его с ростом давления (кривая 3);

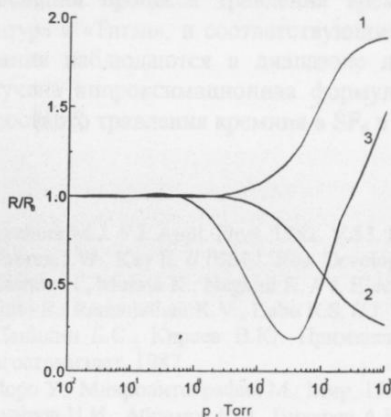


Рис.1. Относительное изменение сопротивления от давления в рабочей камере.

Неоднозначность в поведении сопротивления пленки при изменении давления, по-видимому, была связана с возникновением переходного слоя между оксидной пленкой и контактными площадками, посредством которых производилось измерение сопротивления. Двухконтактная система измерения, которая была предложена в работе [3], не позволяет учесть изменение сопротивления пленки и переходного слоя.

В настоящей работе с целью учета изменения сопротивления пленки и переходного слоя была использована трехконтактная система, схема которой представлена на рис.2.а., где 1 - стеклянная подложка, 2 - медные контактные площадки, 3 - переходной слой с сопротивлением R_c , 4 - формируемое покрытие с сопротивлением R_n . На рис.2.б. приведена эквивалентная электрическая схема, которая в случае однородности формируемого покрытия ($R_{c1}=R_{c2}=R_{c3}=R_c$) позволяет учитывать как изменение сопротивления пленки, так и изменение сопротивления переходных слоев:

$$R_1 = R_{n1} + 2R_c, R_2 = R_{n2} + 2R_c, R_3 = R_{n1} + R_{n2} + 2R_c,$$

где R_1, R_2, R_3 — величины соответствующих измеряемых сопротивлений. Однородность формируемых покрытий оценивалась по величине разброса между измеряемыми сопротивлениями R_1 и R_2 .

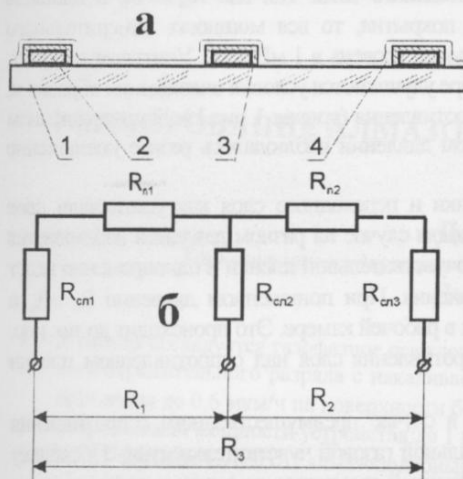


Рис.2. а) схема получаемого покрытия с тремя токопроводящими слоями; б) эквивалентная электрическая схема.

Необходимо отметить, что такой уровень измерительной мощности в нашем случае вполне приемлем, поскольку, как показали эксперименты, существенное влияние измерительный ток оказывает на исследуемый образец лишь начиная с плотности мощности выше 1 мВт/см^2 .

Изучение влияния сопротивления переходных слоев на параметры газочувствительных пленок производилось путем осаждения покрытий различных типов — с преимущественным сопротивлением либо пленок ($R_{cn} \gg R_n$), либо переходных слоев ($R_{cn} \approx R_n$). Кроме того, формировались покрытия, когда сопротивление пленки было порядка сопротивления переходного слоя ($R_{cn} \approx R_n$). Поскольку сопротивление переходного слоя при неизменных условиях формирования, как правило, оставалось одного порядка, то выбор типа покрытия осуществлялся за счет варьирования сопротивления пленки, которое контролировалось в процессе нанесения.

Так как сопротивление переходного слоя является реперным значением, а одновременное измерение трех сопротивлений R_1 , R_2 и R_3 посредством трех измерительных приборов затруднено ввиду их взаимного влияния, то предварительно проводилась серия экспериментов по определению величины сопротивления слоя путем формирования пробных покрытий с последующими расчетами в соответствии с выражениями (1). Проведенные исследования показали, что величина сопротивления переходного слоя в случае медной контактной площадки и осаждения оксидной индий-оловянной пленки без предварительной очистки составляет $100 \div 200 \text{ Ом}$.

Для формирования покрытий с преимущественным сопротивлением пленки, процесс осаждения прекращали, когда измеряемые сопротивления R_1 и R_2 составляли величину $1 \div 10 \text{ кОм}$. При этом, проводимость пленки росла линейно с увеличением ее толщины, величина которой была пропорциональна времени осаждения. Создание образцов с преимущественным сопротивлением переходного слоя, когда сопротивление пленки должно составлять десятки Ом, затруднялось сложностью оперативного контроля за сопротивлением пленки ввиду того, что в данном случае оно практически не влияет на общее измеряемое сопротивление. Поэтому, в последнем случае значение осаждаемого покрытия оценивалось по времени осаждения, чему способствовала линейная зависимость роста проводимости от времени осаждения.

С целью уменьшения времени процесса осаждения в ряде экспериментов использовалось искусственное увеличение сопротивления переходного слоя до значений $0.5 \div 2 \text{ кОм}$ за счет предварительного формирования на контактных площадках индий-оловянных оксидных пленок с увеличенным сопротивлением в условиях использования рабочей газовой среды с повышенным содержанием кислорода.

В ходе экспериментов исследовались три вида образцов. Образцы с преимущественным сопротивлением пленки ($R_n \gg R_{cn}$) уменьшали свое сопротивление с ростом давления в вакуумной камере и характер изменения сопротивления от давления соответствовал кривой 2 рис.1. Образцы с преимущественным сопротивлением переходного слоя ($R_n \ll R_{cn}$) увеличивали свое сопротивление с ростом давления в рабочей камере, что соответствует кривой 1. Образцы, у которых сопротивление газочувствительной пленки было порядка сопротивления переходного слоя ($R_{cn} \approx R_n$) имели характер зависимости сопротивления от давления соответствующий кривой 3.

Образцы с преимущественным сопротивлением пленки выявили наилучшую чувствительность к разным сортам газов [3]. Образцы с преимущественным сопротивлением переходного слоя данной чувствительностью не обладали. Образцы с одинаковыми сопротивлениями пленки и слоя обладали незначительной чувствительностью к сорту газа. Таким образом, можно сделать вывод, что за газовую чувствительность датчиков данного типа отвечает именно индий-оловянная оксидная пленка.

Из данных соотношений можно оценить величины сопротивлений пленок (R_{n1} и R_{n2}), а также переходных слоев (R_c): $R_{n1} = R_3 - R_2$ и $R_{n2} = R_3 - R_1$, $R_c = 0.5(R_1 + R_2 - R_3)$ (1).

Процессы нанесения полупроводниковых пленок проводилось так же, как и в работе [3] с использованием магнетрона постоянного тока путем распыления индий-оловянной мишени (5% индия + 95% олова) в аргон-кислородной среде (80% аргона + 20% кислорода) на установке типа ВУП-5М, укомплектованной 3-х секционной магнетронной приставкой. Для реализации трехконтактной системы использовалась специальная маска, через которую на стеклянный образец наносились три медные параллельные контактные полосы шириной 5 мм и длиной 30 мм с расстоянием между ними 10 мм. Затем маска заменялась на другую, через которую осаждалась индий-оловянная оксидная пленка, которая накрывала все три контактные площадки в виде поперечной полосы шириной 20 мм.

Величины сопротивлений R_1 , R_2 одновременно измерялись как в процессе формирования покрытия, так и в исследованиях зависимости сопротивления пленок от давления посредством двух цифровых вольтметров В7-27А с малыми измерительными токами (плотность мощности на образцах при измерениях не превышала 100 мкВт/см^2).

Зависимость от давления у образцов с преимущественным сопротивлением переходного слоя, по-видимому, связана с температурными условиями на слое в результате воздействия измерительного тока. Так как $R_{\text{ст}} \gg R_{\text{п}}$ и площадь контактной площадки с переходным слоем намного меньше площади покрытия, то вся мощность измерительного прибора выделяется на сопротивлении переходного слоя, переходя предельный уровень в 1 мВт/см^2 . Учитывая тот факт, что наши покрытия полупроводникового типа, то с ростом давления в камере улучшаются условия охлаждения образца и, соответственно, снижается его температура, что вызывает увеличение сопротивления (кривая 1 рис.1.). Подтверждением этого служит тот факт, что при термоизоляции покрытия при атмосферном давлении наблюдалось резкое уменьшение сопротивления образца.

И наконец, покрытия с примерно равными сопротивлениями пленки и переходного слоя как уменьшали свое сопротивление с изменением давления в камере, так и увеличивали. В данном случае на разном давлении наблюдается действие двух эффектов: увеличение давления снижает сопротивление газочувствительной пленки и одновременно ведет к снижению температуры переходного слоя и увеличению его сопротивления. При пониженном давлении $R_{\text{п}} > R_{\text{с}}$ и потому наблюдается снижение сопротивления покрытия с ростом давления в рабочей камере. Это происходит до тех пор, пока эти сопротивления не сравняются и не наступит преобладание сопротивления слоя над сопротивлением пленки (кривая 3 рис.1.).

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что только в случае преимущественного сопротивления пленки происходит формирование газочувствительного датчика с максимальной газовой чувствительностью. Поскольку сопротивление переходного слоя составляет порядка 100 Ом, то при выбранной геометрии суммарное сопротивление образца должно составлять величину более 2 кОм.

Литература:

1. Б.Роус. Стекло в электронике. М.:Советское радио,1969.
2. В.В.Кисин и др. Моделирование процесса низкотемпературного получения газочувствительных пленок оксида олова. ЖТФ, том 69, вып. 4,1999, стр.112-113.
3. А.Г.Чунадра и др. Синтез прозрачных проводящих покрытий на основе оксидов индия и олова в условиях ВЧ-магнетронного нанесения. Весник ХГУ. Серия физическая "Ядра, частицы, поля", №421, 1998, стр.37-43.
4. Физические величины. Справочник под редакцией И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М., Энергоатомиздат. 1991. - 1232 с.

INFLUENCE OF A TRANSITIVE LAYER ON THE CHARACTERISTICS OF GAS SENSITIVE COVERINGS

Chunadra A.G., Tseluyko A.F., Miroshnik A.A.

Kharkov State University, 31 Kurchatov ave., Kharkov, 310108, Ukraine

The work is devoted to study of influence of a transitive layer of contact platforms on the characteristics of resistive gas gauges of adsorption-semi-conductor type on a basis of indium - tin oxides with resistance depended on pressure, received by the method of magnetron sputtering. Is shown, that the character of change of resistance of the gauge is determined by a ratio of resistance of gas sensitive covering and transitive layer of a contact platform. The optimum type of the gas gauge with the maximal gas sensitivity is determined.

УДК 533. 915

ФОРМИРОВАНИЕ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОМ РАЗРЯДЕ

Д.В. Зиновьев, Н.Н. Юнаков

Харьковский государственный университет, Украина, 310108, Харьков, пр. Курчатова 31.

Поступило в редакцию 14 апреля 1999 г.

В работе исследуется газофазное осаждение алмазоподобных пленок в пучково-плазменном разряде на основе дугового отражательного разряда с накаливаемым катодом. Показана возможность формирования пленок со скоростью осаждения до 0,6 мкм/ч на поверхности более 300 см² при температуре подложки не выше 80°C и общей суммарной потребляемой мощности устройства до 1 кВт. Определены оптимальные условия осаждения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: алмазоподобные пленки, пучково-плазменный разряд.

Получению алмазоподобных пленок методами осаждения в вакууме посвящено большое количество работ, что вызвано их широким применением в различных областях науки и техники. В настоящее время известны различные способы получения таких пленок из газовой фазы [1]. В нашей работе предложен высокопродуктивный способ низкотемпературного получения толстых алмазоподобных пленок посредством пучково-плазменного разряда (ППР) в условиях низкого давления газа ($p \approx (2-5) \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.).

Принцип работы напылительной системы на основе ППР заключается в том, что первичный электронный пучок из внешней электронной пушки ионизирует рабочий газ, создавая в вакуумной камере плотную плазму. В то же время он заряжает обрабатываемую подложку под отрицательный относительно плазмы потенциал вследствие разной подвижности электронов и ионов плазмы. Вблизи отрицательно заряженной поверхности образца создается слой нескомпенсированного положительного объемного заряда, электрическое поле которого ускоряет ионы на подложку. Подробно данный способ формирования ионных потоков описан нами в работе [2], где показана возможность формирования ионных потоков в ППР на основе дуги с накаливаемым катодом. Выбор ППР обусловлен высокой степенью ионизации в таком разряде при относительно низком рабочем давлении (для давления газа 10^{-4} мм рт.ст. плотность плазмы может достигать $10^{11} + 10^{12}$ частиц в см³). Такие высокие параметры ППР определяются эффективным механизмом нагрева электронов плазмы разряда за счет коллективного взаимодействия с электронным пучком, формируемым электронной пушкой. Создание же первичного электронного пучка в дуговом разряде с накаленным катодом обеспечивает получение интенсивных электронных потоков с энергией от нескольких десятков эВ до тысяч кэВ.

Отметим, что дополнительным преимуществом такой системы является и то, что горение разряда поддерживается в несамостоятельном режиме. Например при осаждении пленок в высокочастотном емкостном разряде, где так же используется коллективные методы формирования потоков заряженных частиц на поверхность [3], плотность плазмы существенно зависит от приложенного ВЧ-напряжения. Повышение плотности ионного потока в этом случае возможно лишь при увеличении уровня ВЧ-мощности вкладываемой в разряд. Это ведет к увеличению напряжения на переходном слое и повышению энергии бомбардирующих ионов (сотни электрон-вольт), что не всегда соответствует оптимальным условиям протекания плазмохимических реакций.

Причиной этого является использование в качестве основы ионно-плазменной системы самостоятельного газового разряда, в котором изменение одного параметра влечет за собой изменение других. Формирование ППР в дуговом разряде с накаленным катодом дает возможность независимо управлять током разряда и энергией ионов рабочего газа. Кроме того, как было установлено (см. [2]), максимум функции распределения по энергиям ионов попадающих на подложку соответствует величине отрицательного смещения потенциала подложки. Все это делает простым управление и контроль параметров разряда для выбора наиболее эффективного режима осаждения пленок.

Получение алмазоподобных пленок проводилось путем осаждения на образец углерода из газовой фазы в атмосфере циклогексана C₆H₁₂ на подложки площадью до 300 см². Схема эксперимента представлена на рис. 1. К вакуумной камере 1 пристыковывалась электронная пушка 2. Изолированный подложкодержатель 3 с расположенными на нем образцами 4 располагался против выходного отверстия пушки в области расходящегося магнитного поля. В течение 10 мин. проводилась предварительная ионная очистка поверхности образца ионами Ar. При осаждении алмазоподобных пленок для защиты накаливаемого катода электронной пушки от химически активного газа в катодную область подавался аргон. Анод 5 электронной пушки протяженной формы (диаметр 40 мм, длина 20 см) одновременно выполнял роль вакуумного сопротивления с перепадом давления между образцом и областью катода порядка 1/10, что позволяло создавать у катода защитный газовый слой 6. Предва-

рительное давление в рабочей камере при этом поддерживалось на уровне 10^{-4} мм рт. ст. В анодную область пушки напускались пары циклогексана до давления $3 \div 4 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., после чего возбуждался разряд и проводилось осаждение покрытия. В процессе напыления поддерживался определенный отрицательный потенциал подложкодержателя U_n . Время напыления в экспериментах варьировалось от 30 мин. до 7 часов.

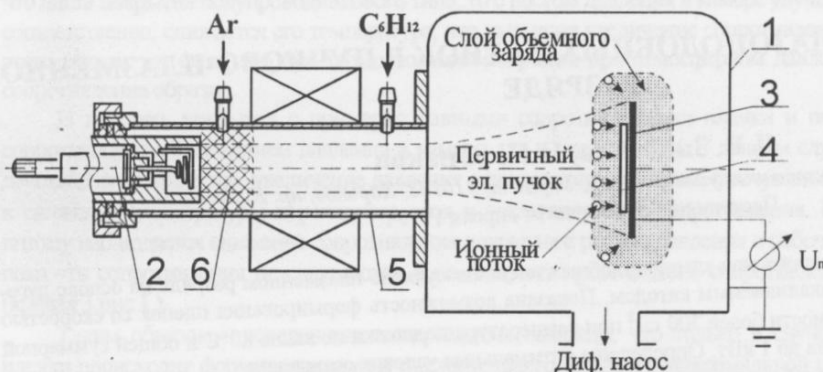


Рис. 1. Схема устройства для газозафазного осаждения пленок.

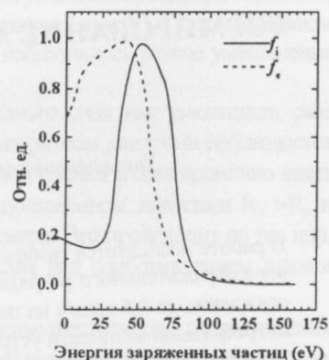


Рис. 2. Функция распределения заряженных частиц по энергиям

В результате экспериментов получены алмазоподобные покрытия толщиной до 5 мкм с шириной запрещенной зоны до 2,8 эВ при скорости осаждения до 0,6 мкм/ч. Данной скорости осаждения достигнута при потенциале подложкодержателя $U_n = 40 \div 60$ эВ, чему соответствуют функции распределения ионов (f_i) и электронов (f_e), приведенные на рис.2. При снижении U_n до $20 \div 30$ эВ происходило осаждение пленок с преимущественным содержанием графитовой фазы, а увеличение U_n до $80 \div 100$ эВ вело к снижению скорости осаждения покрытия почти в 2 раза. Необходимо отметить, что формирование алмазоподобных пленок происходило лишь на гальванически изолированных элементах в условиях их облучения первичным электронным пучком. На заземленных поверхностях осаждалась исключительно графитовая фаза. Во всех экспериментах плотность плазмы вблизи обрабатываемой поверхности поддерживалась на уровне $(2-3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Температура образцов в процессе формирования покрытий контролировалась с помощью термопарных датчиков и не превышала 80°C .

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность формирования толстых алмазоподобных пленок на относительно больших поверхностях при сравнительно низких уровнях вкладываемой мощности в отсутствие сильного термического воздействия на поверхность. Скорость осаждения и качество покрытий при этом существенным образом определяется энергией ионного потока.

Литература

1. M.A.Vesaghi and A. Shafiekhani. Diamond-like carbon film from liquid gas on metallic substrates. J.Phys.D: Appl. Phys. 31 (1998) L 46-L 48.
2. Д.В.Зиновьев, А.Ф.Целуйко и др. Формирование низкоэнергетичных ионных потоков в разрядах с накаливаемым катодом. Вестник ХГУ. Серия физическая "Ядра, частицы, поля", №421, 1998.
3. Б.С.Данилин. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. М.: Энергоатомиздат, 1989, 328 с.

THE FORMATION OF DIAMOND-LIKE FILMS IN PLASMA-BEAM DISCHARGE

D.V. Zinoviev, N.N. Yunakov

Kharkov State University, 31 Kurchatov ave., Kharkov, 310108, Ukraine

In work is investigated the vapor deposition diamond-like films in the plasma-beam discharge on the base of reflective arc discharge with hot cathode. The possibility of films generate with a deposition velocity up to 0,6 microns/h on the surface more than 300 cm^2 at the substrates temperature above 80°C and general total power consumption of the device up to 1 kW is shown. The optimum deposition conditions are determined.

УДК 537.868.3, 547.21

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ СПЕКТРЫ РЯДА УГЛЕВОДОРОДОВ С НОРМАЛЬНОЙ ЦЕПЬЮ

А.А.Ашеко, В.Г.Гордиенко, О.И.Иванова

Харьковский государственный университет, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4,
Поступила в редакцию 1 марта 1999 г.

Исследованы температурная зависимость действительной ϵ' и мнимой ϵ'' составляющих комплексной диэлектрической проницаемости ряда нормальных углеводородов от н-пентана до н-тетрадекана на частотах 9.5; 36.1; 48.9 ГГц в интервале температур 213...333 К. Обнаружена релаксационная полоса поглощения электромагнитной энергии в исследованных жидкостях. Рассчитаны времена диэлектрической релаксации. Показано, что в исследованном диапазоне частот наблюдается одна область дисперсии. Проанализирована зависимость времени релаксации от числа атомов углерода в гомологическом ряду углеводородов с нормальной цепью.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: углеводород, диэлектрическая спектроскопия, комплексная диэлектрическая проницаемость, дипольная релаксация, время релаксации

В работе [1] приведены результаты исследований температурной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) ряда нормальных углеводородов на частоте 9.5 ГГц. В настоящей работе в продолжение исследований механизмов взаимодействия микроволнового излучения с жидкими насыщенными углеводородами приведены результаты исследований температурной зависимости КДП десяти нормальных углеводородов от н-пентана до н-тетрадекана на частотах 36.1 и 48.9 ГГц в интервале температур 213...333 К.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Измерения выполнены на созданных для измерений КДП слабополярных жидкостей прецизионных установках [2], основанных на использовании закрытого цилиндрического объемного резонатора проходного типа с H_{01n} -типом колебаний с частичным заполнением исследуемой жидкостью. Относительная погрешность измерений ϵ' и ϵ'' не превышала 0.1 и 4%, соответственно.

Величина действительной составляющей КДП ϵ' определялась измерением длины волны в пустом и заполненном исследуемой жидкостью резонаторе. Значение ϵ' рассчитывалось с помощью соотношения:

$$\epsilon' = \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_{жс}} \right)^2 \frac{(2\pi a / \mu_{01})^2 + \lambda_{жс}^2}{(2\pi a / \mu_{01})^2 + \lambda_p^2} \quad (1)$$

где λ_p - длина волны в пустом резонаторе, $\lambda_{жс}$ - длина волны в резонаторе, заполненном исследуемой жидкостью, a - радиус резонатора, μ_{01} - корень первой производной функции Бесселя первого рода нулевого порядка.

Величина мнимой составляющей ϵ'' определялась измерением добротности пустого и заполненного резонатора. Значение ϵ'' рассчитывалось по уравнению:

$$\epsilon'' = A \left(\frac{1}{Q_n} - B \frac{1}{Q_n^0} \right) - D. \quad (2)$$

Здесь Q_n^0 и Q_n - добротности пустого и заполненного измерительного резонатора соответственно, A - отношение энергии, запасенной в заполненном резонаторе, к энергии запасенной непосредственно в исследуемой жидкости, B - отношение энергий, запасенных в пустом и заполненном резонаторе, D - поправка, учитывающая разность потерь в стенках пустого и заполненного резонатора.

Перед измерениями химически чистые вещества подвергались перегонке, осушались хлористым кальцием и снова перегонялись. Степень чистоты объектов исследования контролировалась хроматографически. Результат анализа показал, что содержание исследуемых изомеров в образцах не ниже 99%, концентрация полярных примесей незначительна. Из всех полярных примесей особого внимания заслуживают следы воды, так как вода обладает сравнительно малым молекулярным объемом и большим электрическим дипольным моментом молекул. Это приводит к тому, что небольшие примеси воды могут заметно влиять на величину ϵ'' образцов. Анализ на присутствие следов воды в исследованных жидких алканах производился по методу Фишера. Концентрация воды оказалась ниже концентраций, соответствующих насыщенным растворам. Учитывая это можно полагать, что вода находится в растворенном состоянии, а не в виде эмульсии [3].

Следовательно, ошибку, вносимую следами воды в измеренную величину ϵ'' , можно оценить по следующей формуле:

$$\Delta\epsilon'' = \frac{4\pi P_V^2 N_0}{3kT} \cdot \left(\frac{\epsilon_s + 2}{3} \right)^2 \cdot \left[1 - \frac{2(\epsilon_s - 1)(\epsilon_s - n^2)}{(2\epsilon_s + n^2)(\epsilon_s + 2)} \right] \cdot \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (3)$$

где N_0 - число молекул воды в единице объема жидкости, P_V - вакуумный дипольный момент молекул воды, ϵ_s - диэлектрическая проницаемость исследуемой жидкости, n - показатель преломления чистой воды, ω - круговая частота, τ - время дипольной релаксации молекул воды в растворенном состоянии.

Значения P_V и τ были приняты равными $P_V = 1.84D$, $\tau = 1.2 \cdot 10^{-12}c$ [3]. Множителем, содержащим n , в приближенных расчетах можно пренебречь, поскольку значение выражения в квадратных скобках близко к единице. Тогда формула (3) примет вид:

$$\Delta\epsilon'' = \frac{4\pi P_V^2 N_0 (\epsilon_s + 2)^2 \omega\tau}{27kT[1 + \omega^2\tau^2]}. \quad (4)$$

Результаты расчета представлены в таблице 1.

Таблица 1

Ошибки, вносимые следами воды в наблюдаемую величину ϵ'' , рассчитанные по формуле (4)

Вещество	Вес воды, %	$\Delta\epsilon'' \cdot 10^4$		
		9.5 ГГц	36.1 ГГц	48.9 ГГц
н-Пентан	0.0026	0.2	0.8	1.0
н-Гексан	0.003	0.2	0.99	1.26
н-Гептан	0.0031	0.3	1.1	1.4
н-Октан	0.0031	0.3	1.1	1.4
н-Нонан	0.0028	0.3	1.1	1.3
н-Декан	0.0027	0.3	1.0	1.3
н-Ундекан	0.0023	0.3	0.9	1.2
н-Додекан	0.0022	0.3	0.9	1.1
н-Тридекан	0.0021	0.2	0.9	1.1
н-Тетрадекан	0.0021	0.2	0.9	1.1

Как видно из таблицы, влияние примесей воды на величину ϵ'' с ростом частоты увеличивается. Однако и на частоте 48.9 ГГц, где $\Delta\epsilon''$ имеет максимальное значение, величина его незначительна и не превышает ошибки эксперимента.

В работах [3,4] проведено экспериментальное исследование влияния различных примесей на измеряемую величину ϵ'' жидких углеводородов. Авторы изучали зависимость ϵ'' от концентрации непредельных углеводородов, растворенного кислорода, продуктов окисления и других возможных примесей. Исследования показали, что присутствие этих примесей (1...2%) не вызывает изменения величины ϵ'' , превышающего значение эксперимента.

В исследованных нами объектах содержание возможных примесей не превышает 1 масс.%. Влияние их на результаты измерений пренебрежимо малы.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку поглощение в алканах в СВЧ-диапазоне очень мало, дисперсия ϵ' по абсолютной величине приблизительно равна сумме погрешностей измерения ϵ' на двух разных частотах. Современный уровень экспериментальной техники не позволяет надежно изучить дисперсию действительной части диэлектрической проницаемости в жидких алканах. Ошибка измеренной величины ϵ' минимальна на частоте 9.5 ГГц, поэтому в табл. 2 представлены результаты измерений на этой частоте.

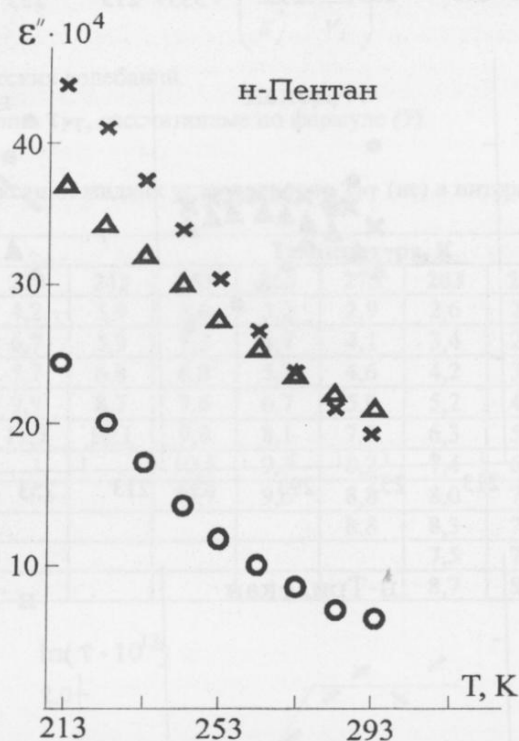
На рис.1(а,б) представлены кривые температурной зависимости величин ϵ'' исследованных жидких алканов. Из графиков видно, что для всех исследованных жидкостей величина ϵ'' с изменением температуры проходит через максимум или стремится к нему. Резко выраженная температурная зависимость диэлектрических потерь позволяет сделать вывод о существовании в исследуемых алканах дипольной поляризации, т.е. релаксационном (нерезонансном) характере поглощения электромагнитных волн в диапазоне СВЧ.

Известно, что слабополярные жидкости, в том числе алканы, обнаруживают широкую полосу поглощения резонансного типа в дальней инфракрасной области $10...100 \text{ см}^{-1}$. Природа резонансной полосы поглощения обусловлена оптически активными колебаниями молекул в ассоциациях, сопровождающимися изменениями дипольных моментов ассоциатов [3,5].

Таблица 2.

Величина действительной части диэлектрической проницаемости ϵ' , определенная на частоте 9.5 ГГц

Вещество	Температура, К						
	213	233	253	273	293	313	333
н-Пентан	1,978	1,942	1,906	1,871	1,835	-	-
н-Гексан	2,019	2,009	1,991	1,984	1,892	1,826	1,781
н-Гептан	2,028	2,000	1,992	1,944	1,916	1,880	1,860
н-Октан	-	2,026	1,998	1,970	1,942	1,914	1,886
н-Нонан	-	2,049	2,022	1,995	1,967	1,941	1,914
н-Декан	-	-	2,38	2,012	1,986	1,960	1,934
н-Ундекан	-	-	2,052	2,026	2,000	1,974	1,948
н-Додекан	-	-	-	2,038	2,014	1,988	1,963
н-Тридекан	-	-	-	-	2,038	1,997	1,971
н-Тетрадекан	-	-	-	-	2,031	2,005	1,980

Рис.1(а). Зависимость диэлектрических потерь н-пентана от температуры на частотах
O - 9.5 ГГц; X - 36.1 ГГц; Δ - 48.9 ГГц.

В соответствии с полосой поглощения, наблюдаемой в дальней ИК-области, и существующими представлениями о ее природе можно предположить, что поглощение электромагнитных волн, наблюдаемое нами в СВЧ-диапазоне, представляет собой низкочастотное крыло максимума потерь в дальней инфракрасной области, т.е. вызывается аналогичными колебательными процессами. Диэлектрические потери ϵ'' в этом случае должны расти линейно в СВЧ-области с ростом частоты вплоть до субмиллиметровых длин волн.

Экспериментальные исследования ряда авторов показывают, что ни для нормальных, ни для разветвленных алканов эта закономерность не соблюдается [6,7]. Диэлектрические потери проходят через максимум в СВЧ-области. Этот факт подтверждает сделанный выше вывод о релаксационной природе наблюдаемой полосы поглощения в жидких алканах.

Если предположить, что обнаруженное релаксационное поглощение описывается одним временем релаксации τ , то зависимость ϵ'' от ω должна следовать уравнению

$$\epsilon'' = (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \frac{\omega \tau_{PT}}{1 + \omega^2 \tau_{PT}^2}, \quad (5)$$

где ω - круговая частота, τ_{RT} - время релаксации, ϵ_S и ϵ_∞ - соответственно низкочастотное и высокочастотное предельные значения диэлектрической проницаемости.

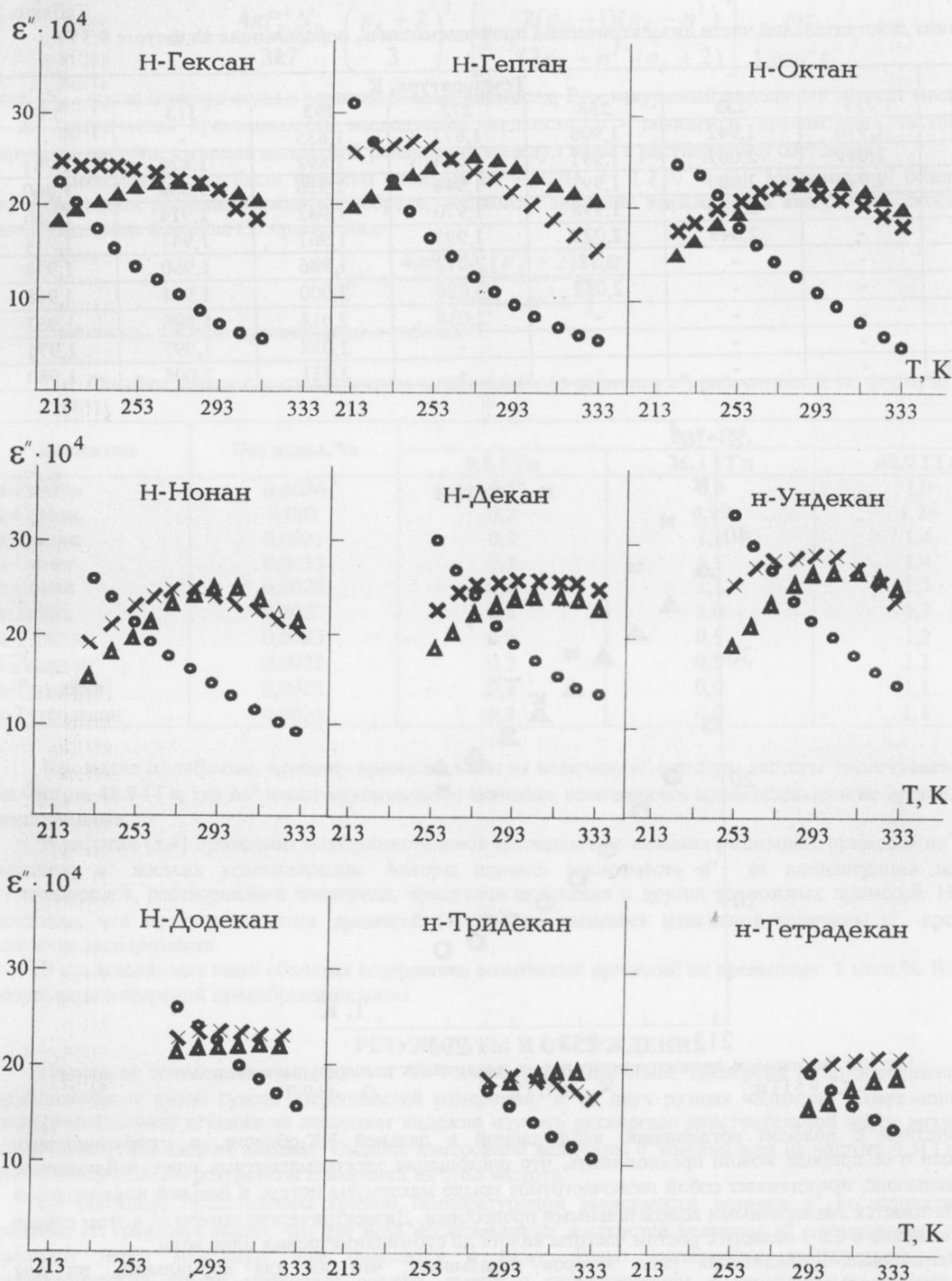


Рис.1(б). Зависимость диэлектрических потерь исследованных жидких алканов от температуры на частотах
 ○ - 9.5 ГГц, × - 36.1 ГГц, △ - 48.9 ГГц.

Для предельных углеводородов величина $\varepsilon_s - \varepsilon_\infty \ll 1$ не превышает ошибки эксперимента в определении ε' . По этой причине рассчитать время релаксации τ_{PT} , используя уравнение () и значение ε'' , полученное на одной частоте, не представляется возможным. Однако мы располагаем величинами ε'' , полученными для каждой температуры на трех частотах. Воспользуемся отношением величины ε''_i и ε''_j , определенных соответственно на частотах ω_i и ω_j :

$$\frac{\varepsilon''_i}{\varepsilon''_j} = \frac{\omega_i}{\omega_j} \frac{1 + (\omega_j \tau_{PT})^2}{1 + (\omega_i \tau_{PT})^2}, \quad (6)$$

исключив тем самым из расчетов неизвестную величину $(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)$. Далее получаем выражение для вычисления времени дипольной релаксации

$$\tau_{PT} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\nu_i \nu_j}} \left(\frac{1 - \frac{\varepsilon''_i \nu_j}{\varepsilon''_j \nu_i}}{\frac{\varepsilon''_i}{\varepsilon''_j} - \frac{\nu_j}{\nu_i}} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $\nu = \omega/2\pi$ - частота электрических колебаний.

В табл. 3 приведены значения τ_{PT} , рассчитанные по формуле (7).

Таблица 3

Времена дипольной релаксации жидких углеводородов τ_{PT} (нс) в интервале температур 213...333 К

Вещество	Температура, К												
	213	223	233	243	253	263	273	283	293	303	313	323	333
н-Пентан	5,2	4,7	4,2	3,9	3,6	3,2	2,9	2,6	2,5				
н-Гексан	8,4	7,5	6,7	5,9	5,3	4,7	4,1	3,4	2,7	2,3	1,8		
н-Гептан	10,2	8,8	7,7	6,8	6,0	5,3	4,6	4,2	3,8	3,4	3,0	2,8	2,6
н-Октан		10,8	9,9	8,7	7,6	6,7	5,9	5,2	4,6	4,2	3,7	3,3	2,8
н-Нонан			11,3	10,1	9,0	8,1	7,1	6,3	5,6	5,0	4,7	4,2	3,9
н-Декан					10,5	9,3	8,2	7,4	6,7	5,9	5,5	5,0	4,5
н-Ундекан					10,7	9,6	8,8	8,0	7,2	6,6	6,0	5,5	5,2
н-Додекан							8,8	8,3	7,8	7,3	6,9	6,5	6,0
н-Тридекан								7,5	7,0	6,5	6,1	5,7	5,3
н-Тетрадекан								8,7	8,1	7,5	7,1	6,6	6,1

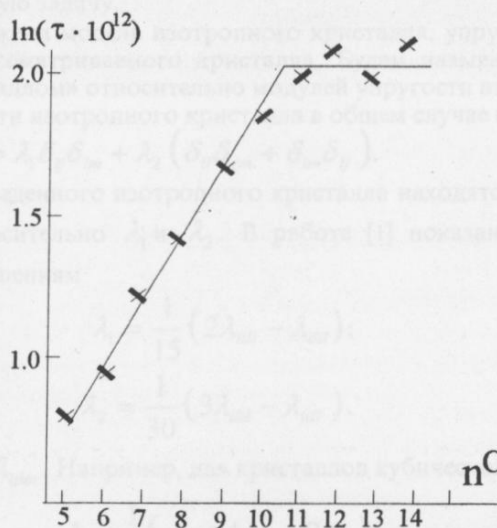


Рис.2 Зависимость логарифма времени диэлектрической релаксации н-алканов от длины углеродной цепи

В пределах возможной ошибки определения τ_{RT} (5...7%) времена диэлектрической релаксации, рассчитанные при различных сочетаниях частот ($\nu_1=9.5$ ГГц, $\nu_2=36.1$ ГГц, $\nu_3=48.9$ ГГц), совпадают. Отмеченное совпадение дает основание считать, что в использованном нами частотном диапазоне наблюдается один простой релаксационный процесс.

Согласно [4] в высших алканах наблюдается распределение времен релаксации. Однако для его анализа необходимо изучить более широкий диапазон частот, чем это сделано нами. Наши измерения на частотах 9.5...48.9 ГГц не позволяют обнаружить распределение времен диэлектрической релаксации.

При понижении температуры времена диэлектрической релаксации всех алканов растут. На рис.2. приведена зависимость логарифма времен релаксации $\ln \tau_{RT}$ от числа атомов углерода в углеводородной цепи n_c (для $T=283$ К). Из графика видно, что в гомологическом ряду n -алканов наблюдается экспоненциальный рост времен релаксации с увеличением n_c от 5 до 11. При $n_c \geq 11$ времена релаксации практически не зависят от n_c .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванова О.И., Шахпаронов М.И., Ашеко А.А. //ЖФХ, 1985, т.59, №4, с.1006-1008.
2. Ашеко А.А., Усачева Т.М. //ЖФХ, 1983, т.57, №1, с.250-253.
3. Шахпаронов М.И., Калиткин Б.Т. //Современные проблемы физической химии. М., 1980, т.12, с.331-347.
4. Hernuz N.A., Hasted J.B. Rosenberg C.B. //J.Chem.SocFaraday Trans. 1982. v.78, N2, p.147-161.
5. Gilbert A.S. et al. // Spectrochimica Acta. 1976, v.32A, N5, p.931-936.
6. Ашеко А.А., Усачева Т.М. //ЖФХ, 1983, т.57, №4, с.1008-1012.
7. Rosenberg C.B., Hernuz N.A., Cook R.J. //IEE Proc. 1982, H.129, N2, p.71-76.

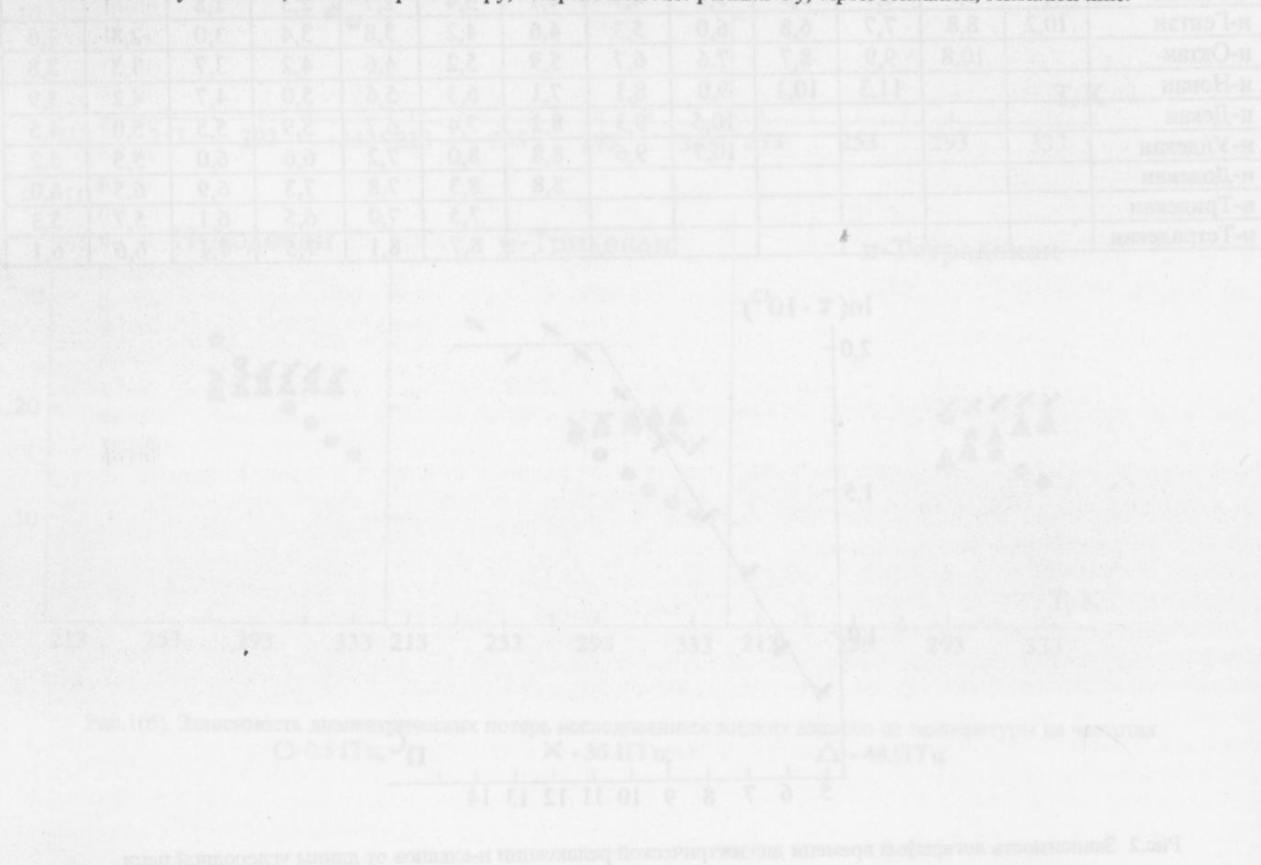
DIELECTRIC MICROWAVE SPECTRA OF HYDROCARBONS SERIES WITH NORMAL CHAINS

A.A.Asheko, V.G.Gordiyenko, O.I.Ivanova

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

The temperature dependencies of real ϵ' and imaginary ϵ'' part of complex dielectric permittivity are studied for the series of normal hydrocarbon from n-pentane to n-tetradecane at the frequencies 9.5; 31.1 and 48.9 GHz in the temperature range 213...333 K. The relaxation band of attenuation of electromagnetic energy in studied liquids is found. The dielectric relaxation times are calculated. It is shown that there is one dispersion region in investigation range of frequencies. The dependence of relaxation time on number of carbon atoms in homological series of hydrocarbons with normal chain is analyzed.

KEY WORDS: hydrocarbon, dielectric spectroscopy, complex dielectric permittivity, dipole relaxation, relaxation time.



УДК 539.2

МОДЕЛЬ ПРИВЕДЕННОГО ИЗОТРОПНОГО КРИСТАЛЛА ОТНОСИТЕЛЬНО МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ

В.Ф. Алексин, Н.Р. Беляев, В.Д. Ходусов

Физико-технический факультет Харьковского госуниверситета, 310077 Харьков, пл. Свободы, 4,
Поступила в редакцию 1 марта 1999 г.

Предложена модель приведенного изотропного кристалла относительно модулей упругости второго и третьего порядков, позволяющая выяснить основные закономерности различных нелинейных эффектов и оценить характеризующие их величины по порядку величины.

Ключевые слова: фононы, модули упругости, анггармонизм.

Основной вклад в термодинамические и кинетические свойства кристаллов в области низких температур $T \ll \Theta_D$ вносят длинноволновые акустические фононы, которые описываются макроскопическими уравнениями теории упругости кристаллов с энергией деформации, учитывающей анггармонизмы третьего порядка. Плотность энергии деформированного кристалла в этом случае можно записать в виде

$$E = \frac{1}{2} \lambda_{iklm} u_{ik} u_{lm} + \frac{1}{6} \lambda_{i'k'k''l'l''} u_{i'} u_{k'k''} u_{l'l''}, \quad (1)$$

где $u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} \right)$ - тензор деформации; $\vec{\xi}$ - вектор смещения, λ_{iklm} , $\lambda_{i'k'k''l'l''}$ - тензоры

модулей упругости четвертого и шестого рангов.

Упругие волны в кристаллах произвольной симметрии описываются уравнениями Кристоффеля

$$\left(k^2 \lambda_{ijlm} \kappa_j \kappa_l - \omega^2 \delta_{im} \right) \xi_m = 0, \quad (2)$$

где $\vec{k}$ - волновой вектор, $\vec{\kappa} = \frac{\vec{k}}{k}$; ω - частота. Условие разрешимости этого уравнения дает дисперсионное уравнение для акустических фононов

$$\text{Det} \left\| \lambda_{ijlm} \kappa_j \kappa_l k^2 - \omega^2 \delta_{im} \right\| = 0. \quad (3)$$

Нахождение частот акустических фононов из этого уравнения в случае произвольных направлений вектора $\vec{k}$ представляет собой сложную задачу.

В работе [1] была предложена модель изотропного кристалла, упругие свойства которого будут близки к упругим свойствам рассматриваемого кристалла. Будем называть такую модель кристалла «приведенным изотропным кристаллом» относительно модулей упругости второго порядка.

Тензоры модулей упругости изотропного кристалла в общем случае имеют вид [1, 6]

$$\lambda_{ijlm}^{(0)} = \lambda_1 \delta_{ij} \delta_{lm} + \lambda_2 (\delta_{il} \delta_{jm} + \delta_{im} \delta_{jl}). \quad (4)$$

Тензоры модулей упругости приведенного изотропного кристалла находятся из условия минимальности соотношения $(\lambda_{ijlm} - \lambda_{ijlm}^{(0)})^2$ относительно λ_1 и λ_2 . В работе [1] показано, что λ_1 и λ_2 для такого кристалла удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{1}{15} (2\lambda_{iiii} - \lambda_{iiil}); \\ \lambda_2 &= \frac{1}{30} (3\lambda_{iiil} - \lambda_{iiii}). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь λ_{iiil} и λ_{iiii} свертки тензора λ_{ijlm} . Например, для кристаллов кубической сингонии

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{1}{5} (c_{11} + 4c_{12} - 2c_{44}); \\ \lambda_2 &= \frac{1}{5} (c_{11} + 3c_{44} - c_{12}), \end{aligned} \quad (6)$$

где c_{nm} - модули упругости второго порядка в матричном обозначении.

Для приведенного изотропного кристалла относительно модулей упругости второго порядка фазовые скорости продольных (l) и поперечных (t) акустических фононов будут равны

$$v_l = \left(\frac{\lambda_1 + 2\lambda_2}{\rho} \right)^{1/2}; \quad v_t = \left(\frac{\lambda_2}{\rho} \right)^{1/2};$$

$$\beta = v_t / v_l = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1 + 2\lambda_2} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где ρ - плотность кристалла.

Оказывается, что модель приведенного изотропного кристалла относительно модулей упругости второго порядка наиболее соответствует реальному кристаллу не только в отношении свойств распространяющихся в нем упругих волн, но и в отношении любых упругих свойств вообще. Применение этой модели к расчету температуры Дебая дает достаточно хорошее согласие с экспериментом [1].

Проквантовав колебания, получим в приведенном изотропном кристалле фононы с линейным законом дисперсии $\omega_{l,t} = kv_{l,t}$ для которых гамильтониан в представлении вторичного квантования имеет вид

$$H_0 = \sum_{\vec{k}, j} \hbar \omega_j \left(\hat{c}_{\vec{k}j}^+ \hat{c}_{\vec{k}j} + \frac{1}{2} \right), \quad (8)$$

где $\hat{c}_{\vec{k}j}^+$, $\hat{c}_{\vec{k}j}$ - операторы рождения и уничтожения фононов с волновым вектором $\vec{k}$ и поляризации j . Вычислив свободную энергию $F = -T \sum_{\vec{k}, j} \ln(1 + N_0^j)$, где N_0^j - равновесная функция распределения фононов,

можно найти все термодинамические величины фононного газа, используя стандартные методы [2, 3].

При изучении различных нелинейных явлений в кристаллах, нужно учитывать взаимодействие фононов между собой. Эти взаимодействия будут описываться ангармоническими слагаемыми в плотности энергии деформированного кристалла (1). В представлении вторичного квантования гамильтониан взаимодействия трех фононов имеет вид

$$H^{(3)} = \sum_{1,2,3,\vec{b}} \Phi(1,2,3) \Delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{b}) \hat{c}_1^+ \hat{c}_2^+ \hat{c}_3 + \text{э.с.}, \quad (9)$$

где $\vec{b}$ - вектор трансляции обратной решетки, $\Phi(1,2,3)$ - амплитуда трехфононных взаимодействий вида $1 + 2 \leftrightarrow 3$, которую запишем в виде [2, 3]

$$\Phi(1,2,3) = \frac{i}{4} \frac{v_l^2}{\sqrt{2\rho}} \frac{k_1 k_2 k_3}{\sqrt{\omega_1 \omega_2 \omega_3}} M(1,2,3). \quad (10)$$

Здесь $M(1,2,3)$ - зависящая от модулей упругости функция углов между векторами $\vec{k}$, а также векторами $\vec{k}$ и направлением кристаллографических осей. Суммирование по 1,2,3 - означает одновременное суммирование по поляризациям и волновым векторам

$$1 \equiv (\vec{k}_1, j_1); \quad 2 \equiv (\vec{k}_2, j_2); \quad 3 \equiv (\vec{k}_3, j_3).$$

В модели изотропной среды расчеты амплитуды $\Phi(1,2,3)$ впервые были проведены Ландау и Румером [4] и Слонимским [5].

Для упрощения расчетов матричных элементов взаимодействия фононов в кристаллах любой сингонии используется модель изотропного кристалла относительно модулей упругости третьего порядка. Модель изотропного кристалла относительно модулей упругости второго и третьего порядка далее будем называть «приведенным изотропным кристаллом». Такой подход позволяет выяснить основные закономерности различных нелинейных эффектов и оценить характеризующие их величины по порядку величины. Эффективность используемой модели приведенного изотропного кристалла для кристаллов кубической сингонии проведена в работе [7] при вычислении коэффициентов фононной вязкости и теплопроводности.

В изотропном кристалле тензор упругости третьего порядка определяется тремя независимыми константами A, B, C и может быть записан в виде [6]

$$\lambda_{ii'kk'jj'}^{(0)} = A\delta_{ii'}\delta_{kk'}\delta_{jj'} + B[(\delta_{ki'}\delta_{k'l} + \delta_{kl}\delta_{k'l'})\delta_{ii'} + \delta_{kk'}(\delta_{il'}\delta_{i'l} + \delta_{il}\delta_{i'l'}) + \delta_{ll'}(\delta_{ik'}\delta_{i'k} + \delta_{ik}\delta_{i'k'})] + \\ + C[\delta_{ii'}(\delta_{kj'}\delta_{k'l'} + \delta_{kl'}\delta_{k'y'}) + \delta_{ii'}(\delta_{kl'}\delta_{k'l} + \delta_{kl}\delta_{k'l'}) + \delta_{il'}(\delta_{ik'}\delta_{k'l} + \delta_{ik}\delta_{k'l'}) + \delta_{il'}(\delta_{kl}\delta_{i'k'} + \delta_{kl}\delta_{i'k'})]. \quad (11)$$

Тензоры модулей упругости шестого ранга приведенного изотропного кристалла, упругие свойства которого будут близкими к рассматриваемому кристаллу, находим из условия минимальности соотношения $|\lambda_{ii'kk'jj'}^{(0)} - \lambda_{ii'kk'jj'}^{(0)}|^2$ относительно A, B и C . В результате получим

$$A = \frac{1}{105}(8\lambda_{iikkll} + 8\lambda_{ikklli} - 15\lambda_{iikllk}); \\ B = \frac{1}{210}(19\lambda_{iiklkl} - 12\lambda_{ikklli} - 5\lambda_{iikllk}); \\ C = \frac{1}{210}(2\lambda_{iikkll} + 9\lambda_{ikklli} - 9\lambda_{iikllk}). \quad (12)$$

В таблице 1 приведены выражения для коэффициентов A, B, C для кристаллов всех сингоний. Чтобы получить значения A, B, C из таблицы, нужно умножить коэффициенты в строке на соответствующее значение модулей упругости третьего порядка c_{ijl} в матричном обозначении и сложить. Для кристаллов кубической сингонии, например, значения этих коэффициентов равны

$$A = \frac{1}{35}(c_{111} + 18c_{112} + 16c_{123} - 30c_{144} - 12c_{155} + 16c_{456}); \\ B = \frac{1}{35}(c_{111} + 4c_{112} - 5c_{123} + 19c_{144} + 2c_{155} - 12c_{456}); \\ C = \frac{1}{35}(c_{111} - 3c_{112} + 2c_{123} - 9c_{144} + 9c_{155} + 9c_{456}), \quad (13)$$

где c_{ikl} - модули упругости третьего порядка в общепринятых матричных обозначениях.

Проанализируем полученные коэффициенты A, B, C , приведенные в таблице 1. Если учесть свойства симметрии, то из 729 компонент тензора $\lambda_{ii'kk'jj'}$ отличных от нуля независимых компонент имеется значительно меньше. В работе [6] приведена таблица независимых компонент этого тензора для различных кристаллографических классов.

Выпишем число независимых компонент (модулей упругости третьего порядка) для классов различных сингоний:

триклинная tr – 56; моноклинная m – 32; ромбическая o – 20;
тетрагональная t : (C_4, S_4, C_{4h}) – 16, $(C_{4v}, D_{2d}, D_4, D_{4h})$ – 12;
тригональная rh : (C_3, S_6) – 20, (C_{3v}, D_3, D_{3d}) – 15;
гексагональная h : (C_{3h}, C_6, C_{6h}) – 12, $(D_{3h}, C_{6v}, D_6, D_{6h})$ – 10;
кубическая c : (T, T_h) – 8, (T_d, O, O_h) – 6.

Число независимых компонент, которые входят в компоненты A, B, C приведенного изотропного кристалла, как видно из таблицы 1, для различных сингоний равно:

триклинная tr , моноклинная m и ромбическая o – 20; тетрагональная t – 12;
тригональная rh и гексагональная h – 10; кубическая c : (T, T_h) – 8, (T_d, O, O_h) – 6.

Уже чисто формальное сравнение числа компонент реального кристалла и входящих в коэффициенты A, B, C говорит о том, что модель приведенного изотропного кристалла достаточно хорошо описывает свойства реальных кристаллов, особенно для классов сингоний высокой симметрии.

Если известны значения модулей упругости третьего порядка для реальных кристаллов, то можно определить значения коэффициентов A, B, C для модели приведенного изотропного кристалла, матричные элементы взаимодействия фононов $\Phi(1, 2, 3)$, просчитать с точностью до порядков численных коэффициентов величин, характеризующие различные явления в кристаллах, для которых существенны нелинейные взаимодействия фононов и модули упругости третьего порядка [7].

Табл. 1. Значения A, B, C для приведенных изотропных кристаллов различных сингоний.

Синго- ний и классы		Общий множи- тель	c_{111}	c_{112}	c_{113}	c_{122}	c_{123}	c_{133}	c_{144}	c_{155}
m tr o	A	1/210	2	18	18	18	96	18	-60	-12
	B	1/210	2	4	4	4	-30	4	38	2
	C	1/210	2	-3	-3	-3	12	-3	-18	9
rh h	A	1/105	10	21	3	-	63	18	-84	12
	B	1/210	6	7	27	-	-49	8	112	-32
	C	1/420	-2	-21	-30	-	42	-12	-126	-90
t	A	1/105	2	18	18	-	48	18	-60	-12
	B	1/105	2	4	4	-	-15	4	38	2
	C	1/105	2	-3	-3	-	6	-3	-18	9
c: T_h	A	1/35	1	18	-	-	16	-	-30	-12
	B	1/35	1	4	-	-	-5	-	19	2
	C	1/35	1	-3	-	-	2	-	-9	9
c: O_h	A	1/70	2	18	18	-	32	-	-60	-12
	B	1/70	2	4	4	-	-10	-	38	2
	C	1/70	2	-3	-3	-	4	-	-18	9

Продолжение табл. 1

c_{166}	c_{222}	c_{223}	c_{233}	c_{244}	c_{255}	c_{266}	c_{333}	c_{344}	c_{355}	c_{366}	c_{436}
-12	2	18	18	-12	-60	-12	2	-12	-12	-60	96
2	2	4	4	2	38	2	2	2	2	38	-72
9	2	-3	-3	9	-18	9	2	9	9	-18	54
-	-11	-	-	-	-	-	1	-12	-	-	-
-	-1	-	-	-	-	-	2	4	-	-	-
-	19	-	-	-	-	-	4	36	-	-	-
-12	-	-	-	-	-	-	1	-12	-	-30	48
2	-	-	-	-	-	-	1	2	-	19	-36
9	-	-	-	-	-	-	1	9	-	-9	27
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	16
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-12
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	9
-12	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	32
2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-24
9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	18

Список литературы

1. Ф.И. Федоров. Теория упругих волн в кристаллах, Наука, Москва (1965).
2. В.Л. Гуревич. Кинетика фононных систем, Наука, Москва (1980).
3. А.И. Ахиезер, В.Ф. Алексин, В.Д. Ходусов ФНТ, 20, 1199, 1994, ФНТ, 21, 3 – 23, 1995.
4. Л.Д. Ландау, Ю.Б. Румер, Phys. Z. Sow. Union 11, 18 (1937).
5. Г.Л. Слонимский, ЖЭТФ, 7, 1457 (1937).
6. Дж. Такер, В. Рэмpton., Гиперзвук в физике твердого тела. Мир, Москва (1975).
7. В.Ф. Алексин, Н.Р. Беляев, В.Д. Ходусов в сб. Проблемы теоретической физики, Наукова думка, Киев (1991) с. 16-31.

A REDUCED ISOTROPIC CRYSTAL MODEL WITH RESPECT TO ELASTIC MODULI

V.F. Aleksin, N.R. Belyaev, V.D. Khodusov

Department of physics and Technology Kharkov State University, 4, Svobody Sq., Kharkov 310077

A model of reduced isotropic crystal with respect to second- and third – order elastic moduli is presented, which allows us to find the main regularities of various nonlinear effects and to estimate the order of magnitude of quantities characterizing them.

Keywords: phonons, elastic moduli, anharmonism.

УДК 621.30:538.31

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ В СИСТЕМЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАТУШЕК И ПОСТОЯННОГО МАГНИТА

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

*Харьковский государственный университет,
310108, Украина, г. Харьков, ул. Курчатова 31,
кафедра "Теоретической ядерной физики"*

*Государственный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского "ХАИ",
310070, Украина, г. Харьков, ул. Чкалова 17,
кафедра "ЭУ и ЭРД КЛА"*

Поступила в редакцию 5 апреля 1999 г.

Построена новая математическая модель магнитной системы состоящей из сверхпроводящих катушек и постоянных магнитов. Для моделирования используется модифицированный вариант лагранжевого формализма. Приводится строго аналитическое доказательство существования статически устойчивых магнитных систем, взаимодействующих исключительно магнитными силами. Обоснована магнитная левитация как следствие существования устойчивого равновесия в чисто магнитной системе.

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

Возможность создания устойчивых бесконтактных конфигураций тел является актуальной научно-технической задачей при проектировании наземных систем, а тем более систем космического базирования.

Интересно отметить, что до последнего времени задача о статическом бесконтактном равновесии не имела не только технического решения, но и принципиальная возможность такого равновесия подвергалась сомнению. Основой для подобного рода сомнений является теорема Ирншоу и ее обобщения [1], которые исключают возможность использования электрических и гравитационных сил для создания статически устойчивых бесконтактных конфигураций. В отличие от электростатического взаимодействия в магнитостатике не известны строгие теоремы, запрещающие существование устойчивого бесконтактного равновесия.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В этой связи естественным образом возникает вопрос: возможно ли устойчивое статическое равновесие тела (тел), которое взаимодействует с другими телами исключительно магнитными силами?

Если реализуема магнитная конфигурация тел, в которой достигается такое равновесие, то по ряду причин, которые будут указаны далее, данную конфигурацию можно называть магнитной потенциальной ямой (МПЯ).

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В литературе имеется считанное число результатов (экспериментальных и теоретических), в которых имеется бесконтактное равновесие магнитных тел. Это, прежде всего эксперимент Браунбека с малым диамагнитным телом, подвешенным в сильном неоднородном поле; опыт Аркадьева-Капицы с левитацией магнита над сверхпроводящей чашей, теоретические и экспериментальные результаты, полученные группой украинских ученых под руководством В.В. Козореза из Института кибернетики, а также последние работы в области ВТСП левитации. Необходимо сразу отметить, что все перечисленные выше теоретические и тем более экспериментальные результаты не являются ответом на поставленный вопрос. Дело в том, что эти системы не являются чисто магнитными системами. Для обеспечения устойчивости равновесия в них существенно присутствие в системе однородной силы тяжести. Иначе говоря, все они без исключения относятся к так называемому случаю магнитной левитации, который следует отличать от МПЯ.

Использование магнитной левитации для обеспечения бесконтактного равновесия возможно только в наземных системах. Для систем космического базирования особый интерес представляет именно осуществимость МПЯ.

Впервые термин МПЯ был введен в работах Козореза. Однако строгого определения МПЯ им дано не было, а использование термина связывалось с так называемым "эффектом МПЯ". Этот эффект был теоретически предсказан Козорезом и экспериментально подтвержден.

При взаимодействии двух идеально проводящих витков и выполнении определенного условия, наложенного на отношение между замороженными в них магнитными потоками, возникает магнитная сила,

которая на интервале взаимодействия меняет знак на противоположный, то есть на отрезке взаимодействия имеется точка, где сила обращается в нуль.

Таким образом, эффект МПЯ Козореца состоит в том, что при изменении расстояния R между витками имеется минимум магнитной потенциальной энергии как функции R .

Подчеркнем разницу между эффектом МПЯ и собственно МПЯ. В соответствии с нашим определением МПЯ имеет место, если магнитная потенциальная энергия имеет минимум как функция всех обобщенных координат свободного тела, а не только как функция относительного расстояния.

Впервые возможность существования МПЯ была доказана в рамках модели магнитного взаимодействия четырех сверхпроводящих колец в однородном магнитном поле [2].

До сих пор исследование эффекта МПЯ [1] и собственно МПЯ [2] ограничивалось моделями, состоящими исключительно из сверхпроводящих элементов. В работе [3] было проведено принципиальное расширение класса конструктивных элементов за счет введения в исследуемые модели постоянных магнитов. В этой же работе был предложен вариант лагранжевого формализма, описывающий динамику магнитного взаимодействия в смешанных системах, состоящих как из сверхпроводящих катушек, так и постоянных магнитов. В частности, лагранжев подход позволяет универсальным образом находить потенциальную энергию магнитного взаимодействия, являясь, таким образом, удобным инструментом исследования статического равновесия магнитных систем. Оказывается, что данное расширение класса исследуемых моделей не только не усложняет решение проблемы МПЯ, но, напротив, значительно упрощает аналитическое рассмотрение задачи, нагляднее раскрывает сущность эффекта МПЯ Козореца.

МОДЕЛЬ

Рассмотрим систему, состоящую из двух магнитно- взаимодействующих тел, находящихся во внешнем однородном постоянном магнитном поле. Первое из них является системой трех механически скрепленных в фиксированных взаимно перпендикулярных плоскостях и гальванически развязанных концентрических сверхпроводящих колец. Второе представляет собой малое токовое кольцо с постоянным магнитным моментом (модель постоянного магнита). Первое тело фактически задает систему координат (нормали к плоскостям колец являются осями системы), причем внешнее магнитное поле B_0 направлено вдоль оси z . В кольце, перпендикулярном оси z (базовом), «заморожен» магнитный поток $\Psi_3 \neq 0$. Два остальных (стабилизаторы) несут нулевые магнитные потоки $\Psi_1 = \Psi_2 = 0$. Четвертый элемент системы (постоянный магнит) является свободным телом и характеризуется своим магнитным моментом $\mu = I_4 S = \text{const}$ (I_4 , S - соответственно, ток и площадь петли моделирующей магнит). Таким образом, стабилизаторы нумеруются индексами 1 и 2, базовое кольцо индексом 3, а свободному телу соответствует индекс 4. Обозначим собственные индуктивности элементов системы $L_1 = L_2, L_3, L_4$. Вследствие специальной геометрии нашей модели отличными от нуля будут следующие взаимные индуктивности: $L_{14} = M_1, L_{24} = M_2, L_{34} = M_3$.

Учитывая особенности конфигурации, о которых говорилось выше, и, используя способ приведения системы с исключением циклических координат [3], получим выражение магнитной потенциальной энергии исследуемой системы:

$$V = \bar{V}(M_1, M_2, M_3) - \mu B_0 \cos \theta, \quad (1)$$

$$\bar{V} = \frac{1}{2} \sum_{S=1}^2 \frac{(I_4 M_S)^2}{L_S} + \frac{(I_4 M_3 - (\Psi_3 - \Phi_3))^2}{2L_3}, \quad (2)$$

где Φ_3 - поток внешнего магнитного поля через базовое кольцо; θ - угол наклона вектора магнитного момента токового кольца по отношению внешнему полю.

Из выражения (2) очевидно, что $\bar{V}$, как функция M_1, M_2, M_3 имеет глобальный минимум при условиях $M_1 = M_2 = 0, M_3 = (\Psi_3 - \Phi_3)/I_4$. Вследствие этого, а также с учетом симметрии системы считаем, что равновесие магнита достигается на оси z системы в точке z_0 , определяемой условием $M_3 = M_3(z_0)$. Достаточным условием устойчивости системы является наличие строго минимума функции V , как функции обобщенных механических координат свободного тела ($x^\mu = x, y, z, \theta, \varphi$), в точке равновесия ($x_0^\mu = 0, 0, z_0, 0, 0$). Данное условие будет выполнено, если гессиан функции V по координатам x^μ в точке x_0^μ является положительно определенной матрицей.

Гессиан V , как функции пространственных переменных x^μ , в точке экстремума имеет вид:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^\mu \partial x^\nu} = \frac{\partial^2 V}{\partial M_1^2} \frac{\partial M_1}{\partial x^\mu} \frac{\partial M_1}{\partial x^\nu} + \frac{\partial^2 V}{\partial M_2^2} \frac{\partial M_2}{\partial x^\mu} \frac{\partial M_2}{\partial x^\nu} + \frac{\partial^2 V}{\partial M_3^2} \frac{\partial M_3}{\partial x^\mu} \frac{\partial M_3}{\partial x^\nu} + \frac{\partial V}{\partial \Phi_4} \frac{\partial^2 \Phi_4}{\partial x^\mu \partial x^\nu}, \quad (3)$$

где $\Phi_4 = \mu B_0 \cos \theta$.

Аналогично рассмотрению работы [2] можно показать, что в гессииане $\partial^2 V / \partial \alpha^\mu \partial \alpha^\nu$ отличными от нуля останутся только диагональные элементы и компонента $H_{14} = H_{41}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 V}{(\partial M_1)^2} \left(\frac{\partial M_1}{\partial x} \right)^2 = H_{11}; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= \frac{\partial^2 V}{(\partial M_2)^2} \left(\frac{\partial M_2}{\partial y} \right)^2 = H_{22}; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2 V}{(\partial M_3)^2} \left(\frac{\partial M_3}{\partial z} \right)^2 = H_{33}; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} &= \frac{\partial^2 V}{(\partial M_1)^2} \left(\frac{\partial M_1}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{\partial V}{\partial \Phi_4} \frac{\partial^2 \Phi_4}{\partial \theta^2} = H_{44}; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \alpha \partial \theta} &= \frac{\partial^2 V}{\partial \theta \partial \alpha} = \frac{\partial^2 V}{(\partial M_1)^2} \left(\frac{\partial M_1}{\partial \alpha} \frac{\partial M_1}{\partial \theta} \right) = H_{14} = H_{41}. \end{aligned} \quad (4)$$

Условия устойчивости для матрицы гессииана такого вида известны:

$$H_{11} > 0; H_{22} > 0; H_{33} > 0; H_{11} \cdot H_{44} > H_{14}^2. \quad (5)$$

В данной системе первые три условия (5) выполняются для любых значений магнитного поля:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial M_2^2} = \frac{I_4^2}{L_S} > 0; \quad \frac{\partial^2 V}{\partial M_1^2} = \frac{I_4^2}{L_S} > 0; \quad \frac{\partial^2 V}{\partial M_3^2} = \frac{I_4^2}{L_3} > 0. \quad (6)$$

Для выполнения четвертого условия (5) требуется выполнение неравенства

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi_4} \frac{\partial^2 \Phi_4}{\partial \theta^2} > 0, \quad (7)$$

что эквивалентно условию

$$\mu \cdot B_0 > 0. \quad (8)$$

ВЫВОДЫ

Другими словами, устойчивость в точке z_0 всегда имеет место, если вектор магнитного момента совпадает по направлению с вектором внешнего магнитного поля. Таким образом, в данной системе всегда может быть реализована истинная МПЯ, а условия ее существования значительно проще, чем в системе четырех сверхпроводящих колец [2].

В вышеупомянутой работе [2] показано, что внешнее магнитное поле не является обязательным элементом МПЯ и может быть промоделировано дополнительным неподвижным кольцом, параллельным базовому, в паре с которым образует катушку Гельмгольца.

Физическими условиями, необходимыми для функционирования систем с МПЯ, являются низкие температуры (для поддержания сверхпроводящего состояния проводников) и пренебрежимость величины силы тяжести по сравнению с магнитными силами. Это означает, что устойчивые магнитные конфигурации на основе МПЯ естественным образом могут быть использованы в космическом пространстве для реализации бесконтактного равновесия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В.С. Михалевич, В.В. Козорез, В.М. Рашкован, "Магнитная потенциальная яма" - эффект стабилизации сверхпроводящих динамических систем, Наукова Думка, Киев, 1991
- [2] В.П. Демуцкий, С.С. Зуб, В.М. Рашкован, Статически устойчивые конфигурации магнитно взаимодействующих тел, ХГУ, Харьков, 1998
- [3] В.П. Демуцкий, С.С. Зуб, В.М. Рашкован, Метод Рауса и принцип Герца для электромеханических систем состоящих из постоянных магнитов и сверхпроводящих катушек и их применение при исследовании магнитной левитации, ХГУ, Харьков, 1998

MATHEMATICAL SIMULATING OF THE MAGNETIC POTENTIAL WELL IN THE SYSTEM OF SUPERCONDUCTIVE COILS AND PERMANENT MAGNETS

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"

New mathematical model of magnetic system which are consists of the superconductive coils and permanent magnets was build. The model used a modified type of Lagrangian formalism. Strictly analytically proof of the static stable equilibrium of the magnetic bodies which are interacted solely by the magnetic forces is demonstrated. It is shown that MagLev in the model is an existence of the static stable equilibrium of the magnetic system.

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

УДК 621.762.001:543.51

МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПТИМИЗАЦИИ ПРОЦЕССА СИНТЕЗА КАРБИДА ВОЛЬФРАМА В ВАКУУМЕ

Азаренков Н.А., Алимов С.С., Бобков В.В., Литовченко С.В., Рябчиков Д.Л.,
Чишкала В.А., Бизюков И.А.

Харьковский госуниверситет, физико-технический факультет, 310108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31.

E-mail: bobkov@phf.univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 14 апреля 1999г.

В данной работе рассматривается возможность оптимизации процесса синтеза карбида вольфрама из его окислов в вакууме. Для этого проведены масс-спектрометрические исследования газовой среды реакционной камеры на всех этапах проведения синтеза. Описывается поведение газовых компонент, участвующих в реакции синтеза. На основании проведенных исследований делается вывод о возможности аттестации и операционного контроля параметров данного процесса при помощи масс-спектрометрии газовых сред.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: карбид вольфрама, абразив, синтез, масс-спектрометрия газовых сред.

Промышленность на сегодняшний день испытывает необходимость в разработке новых технологий синтеза материалов для создания абразивного и металлорежущего инструмента. Одним из таких материалов является монокарбид вольфрама, обладающий высокой износостойкостью и жаропрочностью.

Наиболее часто получение карбида вольфрама в промышленных масштабах осуществляется обычно в два этапа [1]. На первом этапе трехокись вольфрама (WO_3) восстанавливают водородом до металла, и затем на втором этапе нагревом в смеси с сажей получают карбид вольфрама. При этом химический состав конечного продукта и его физико-химические свойства часто не удовлетворяют требованиям производителей абразивных порошков и материалов для порошковой металлургии.

Оптимизация существующих и разработка новых технологий его получения, которые должны иметь более низкую себестоимость, в том числе меньшие энергозатраты, и быть более производительными, является актуальной задачей. Необходимым требованием при этом является также высокое качество конечного продукта. Это подразумевает высокую воспроизводимость технологического процесса. Качество абразивного порошка определяется также тем, насколько мелкодисперсны его зерна, т. к. от этого во многом зависят свойства изготавливаемого на его основе инструмента.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

С целью выяснения возможности оптимизации процесса синтеза карбида вольфрама из WO_3 были проведены эксперименты по его прямому получению из вольфрамового ангидрида в вакууме [2]. Основными преимуществами данной методики перед традиционными промышленными является одностадийность процесса получения карбида при высокой дисперсности конечного продукта. На рис. 1 представлены микрофотографии зерен исходного порошка ангидрида вольфрама (а) и синтезированного карбида вольфрама (б, в), полученные на растровом электронном микроскопе. Уменьшение размера зерен карбида достигается активным перемешиванием компонентов в вакууме.

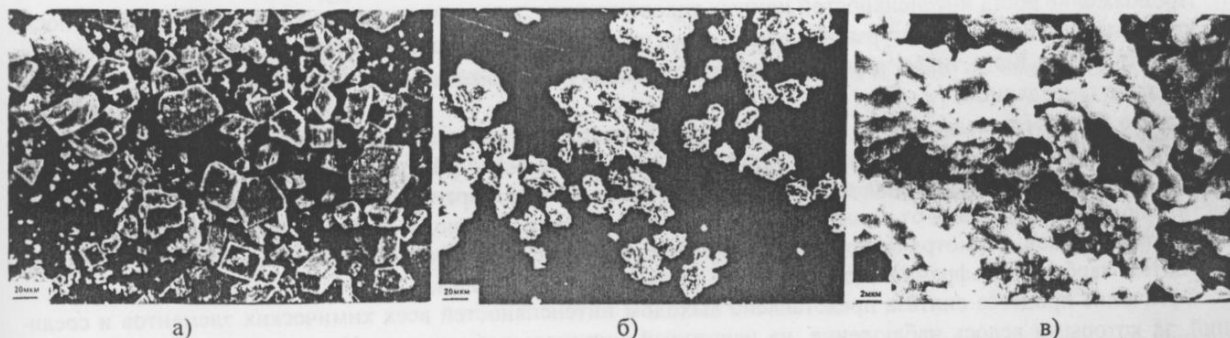
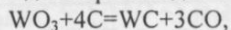


Рисунок 1. Фотографии зерен исходного порошка WO_3 (а) ($\times 200$) и синтезированного карбида вольфрама (б) ($\times 200$), (в) ($\times 2000$).

Синтез карбида вольфрама по данной методике происходит в результате реакции



а необходимый химический состав конечного продукта достигается точным соблюдением весового соотношения исходных компонентов. Для синтеза карбида нами использовались трехокись вольфрама и прокаленные сажа или графит при соотношении компонентов 5,37:1, т.е. около 90% теоретического количества углерода, отвечающего указанной реакции, т.к. образующаяся окись углерода также участвует в реакции науглероживания. При этом содержание связанного углерода в конечном продукте должно быть близким к расчетному (6,10 - 6,15 %), а содержание свободного углерода, необходимого, например, при подготовке и смешивании шихты для получения композита WC-Co, 0,05-0,1%. Выбор оптимальных параметров каждого из этапов технологического процесса осуществлялся экспериментально на основе предварительных расчетов. Результаты синтеза определялись из послеоперационного контроля состава полученного карбида вольфрама при помощи рентгеновских методов анализа.

С целью оптимизации и аттестации данной технологии в настоящей работе были проведены масс-спектрометрические исследования газовой среды рабочей камеры в процессе синтеза по указанной методике. Для этого к рабочей камере вакуумной установки СШВ-1.2,5/25И2 через натекаТЕЛЬ был пристыкован монопольный масс-спектрометр МХ-7304 с автономной системой откачки.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При проведении реакции высокотемпературного образования карбида вольфрама из окислов данного металла в вакууме на различных этапах процесса сняты обзорные масс-спектры газовой среды в рабочей камере. Было установлено, что изменения концентрации ряда контролируемых компонентов обусловлены физико-химическими процессами, происходящими в реакционной камере. В дальнейшем интенсивности ионных токов этих характеристических компонентов газовой среды реакционного объема измерялись непрерывно в зависимости от времени и температуры тигля на всех этапах проведения синтеза.

Согласно проводимой реакции конечным газообразным продуктом является CO, поэтому мы контролировали ток ионов 28 а.е.м. Для того, чтобы оценить высокий вклад от молекулярного азота, накладывающийся на ток ионов с этой массой, одновременно наблюдали за пиками с 14 а.е.м., что соответствует N^+ .

Результаты исследований представлены на рис. 2 и 3. На рисунках изображены зависимости интенсивностей ионных токов компонентов газовой среды реакционной камеры в относительных единицах от времени с указанием изменения температуры в процессе синтеза.

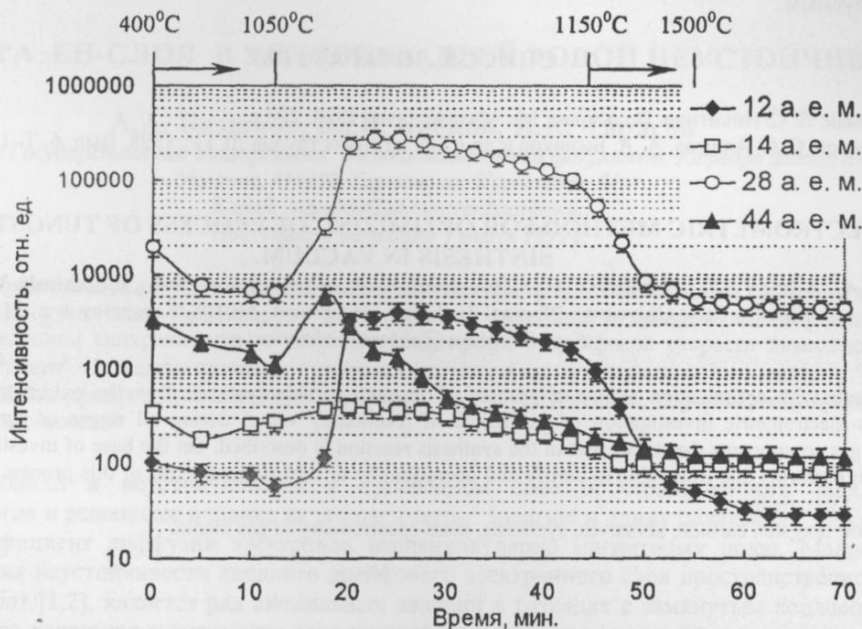
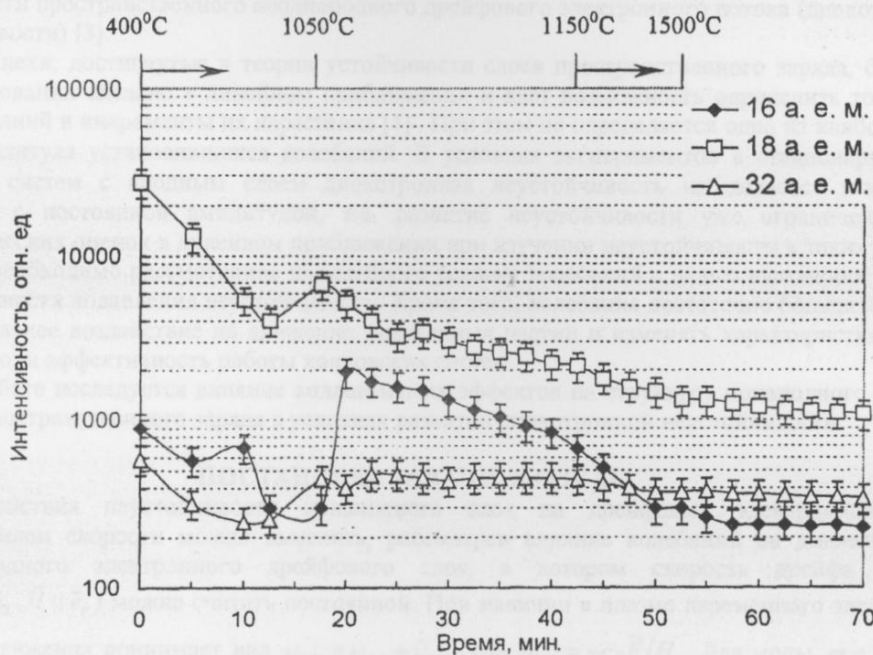
Анализ полученных зависимостей показал, что по достижении температуры 1050°C начинается резкий рост тока ионов с массой 28 а.е.м. (CO^+ , N_2^+), 12 а.е.м. (C^+), 16 а.е.м. (O^+). Рост первого происходил за счет увеличения тока ионов окиси углерода CO^+ , а не ионов N_2^+ , т.к. ток ионов атомарного азота N^+ (14 а.е.м.), являющихся в данном случае фрагментами, образующимися при ионизации в масс-спектрометре молекулярного азота, при этом изменялся слабо. Поскольку интенсивность ионного тока молекулярного кислорода O_2^+ (32 а.е.м.) слабо изменялась в процессе синтеза, то можно заключить, что ионы атомарного кислорода являются фрагментами молекул окиси углерода CO при тех же условиях ионизации в масс-спектрометре. Об этом также свидетельствует прямая корреляция зависимостей интенсивностей ионных токов окиси углерода, атомарного кислорода и углерода. Отсюда следует, что наиболее сильные изменения зависимости тока ионов углерода от времени обусловлены теми же причинами, что и в случае атомарного кислорода.

Из сопоставления зависимостей от времени интенсивностей ионных токов окиси углерода CO^+ (28 а.е.м.) и двуокиси углерода CO_2^+ (44 а.е.м.) видно, что процесс синтеза карбида вольфрама из его ангидрида идет, в основном, с выделением окиси углерода, так как интенсивность тока ионов двуокиси углерода возросла лишь в начале процесса по достижении температуры 1050°C, а затем быстро спала, тогда как интенсивность тока ионов CO^+ , претерпев быстрый рост в том же температурном и временном интервале, медленно уменьшалась в дальнейшем в процессе синтеза монокарбида вольфрама.

Продолжение роста интенсивностей ионных токов углерода, атомарного кислорода и окиси углерода после фиксирования высокой температуры объясняется тем, что термопара на данной установке измеряет температуру поверхности углеродного тигля, в котором происходит синтез, при этом в середине тигля данная температура достигается с запозданием.

Начало быстрого спада ионных токов окиси углерода и их фрагментов виде углерода и атомарного кислорода, соответствующего уменьшению парциального давления окиси углерода, свидетельствует об окончании процесса образования монокарбида вольфрама. В это время температура тигля была поднята до 1500°C, чтобы очистить полученный карбид от газообразных продуктов реакции. Наблюдаемый спад описываемых интенсивностей ионных токов, несмотря на повышение температуры реагентов, дополнительно указывает на то, что процесс синтеза карбида вольфрама к этому моменту практически завершился.

Окончание процесса синтеза представлено выходом интенсивностей всех химических элементов и соединений, за которыми велось наблюдение, на некоторый минимальный уровень. Начало выхода на этот мини-

Рисунок 2. График зависимости интенсивностей ионных токов C^+ , N^+ , N_2^+ , CO^+ , CO_2^+ от времени.Рисунок 3. График зависимости интенсивностей ионных токов O^+ , H_2O^+ , O_2^+ от времени.

мальный уровень может служить сигналом для прекращения нагрева.

Интенсивность тока ионов воды H_2O^+ (18 а. е. м.) в течение всего процесса синтеза постепенно уменьшалась, т. е. происходила очистка реагентов и внутренних поверхностей камеры от воды. Участие последней в реакции синтеза не установлено.

ВЫВОДЫ.

Масс-спектрометрический контроль состава газовой среды в течение прохождения химической реакции синтеза карбида вольфрама показал, что выбранные режимы синтеза были близки к оптимальным. Использование предложенного метода диагностики позволяет корректировать параметры технологического процесса во

время его проведения в каждом конкретном случае. Таким образом, возможно создание автоматической системы управления данным технологическим процессом на базе автоматизированного масс-спектрометрического комплекса, что позволит оптимизировать энергозатраты и в значительной степени приблизить состав продуктов реакции к требуемым.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Н. Зеликман, Л. С. Никитина. Вольфрам. М., Metallurgia, 1978. 272 с.
2. Н. А. Азаренков, С. С. Алимов, А. А. Бизюков и др.// Сб. научных трудов ДГТУ. 1998. Вып. 6. Т. 1. с. 10-12.

MASS-SPECTROMETRIC METHOD FOR OPTIMIZING OF PROCESS OF TUNGSTEN CARBIDE SYNTHESIS IN VACUUM.

Azarenkov N.A., Alimov S.S., Bobkov V.V., Litovchenko S.V., Ryabchikov D.L., Chishkala V.A., Bizyukov I.A.

Kharkov State University, Physical-Technical Department, 310108, Kurchatov ave., 31.

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

This paper deals with optimization ability of process of tungsten carbide synthesis from its oxides in vacuum. For this purpose mass-spectrometric investigation of gas media of reactionary vessel during all stages of synthesis carried out. Behaviors of gas components that takes part in the synthesis reaction is described. On the base of investigations carried out the conclusion performs that to be able to certify and operationally to control parameters of this process by means of mass-spectrometry of gas media.

KEY WORDS: tungsten carbide, abrasives, synthesis, mass-spectrometry of gas media.

УДК 04:10

СТРУКТУРА ЕН-СЛОЯ В УСЛОВИЯХ ДРЕЙФОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

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

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

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

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

Поступила в редакцию 1 марта 1999 г.

В данной работе представлены результаты исследования влияния дрейфовых колебаний на структуру прианодного ЕН-слоя в холловских системах. Показано, что взаимодействие колебаний с дрейфовым электронным потоком сопровождается явлением синхронизации, а на поперечном профиле дрейфовой скорости возможно появление деформации типа "плато". Проведено сравнение теоретических оценок с результатами экспериментов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дрейфовый электронный слой, дрейфовая неустойчивость, деформация профиля дрейфовой скорости, зона синхронизации.

Развитие колебаний и неустойчивостей в прианодном слое пространственного заряда оказывает существенное, а иногда и решающее влияние на его параметры: энергию и длину релаксации электронов в слое, ширину слоя, коэффициент диффузии электронов перпендикулярно магнитному полю. Макроскопическим проявлением развития неустойчивости анодного дрейфового электронного слоя пространственного заряда, по мнению авторов работ [1,2], является ряд аномальных явлений в разрядах с замкнутым холловским током: 1) нарушение линейного характера зависимости тока разряда от магнитного поля; 2) относительно большой ток электронов аномально большой энергии вдоль магнитных силовых линий; 3) модуляция параметров разряда. Наиболее вероятной причиной этих явлений считается возбуждение в прианодном слое холловских разрядных систем неустойчивости пространственного неоднородного дрейфового электронного потока (диокотронной или слиппинг-неустойчивости) [3].

Несмотря на успехи, достигнутые в теории устойчивости слоев пространственного заряда, большинство проведенных исследований сделано в линейном приближении и дает возможность определить только спектр возбуждаемых колебаний и инкременты их нарастания [4]. При этом не определяется одна из наиболее важных характеристик - амплитуда установившихся колебаний. В условиях экспериментов в стационарном режиме работы холловских систем с анодным слоем диокотронная неустойчивость наблюдается как колебания параметров разряда с постоянной амплитудой, т.е. развитие неустойчивости уже ограничено. Поэтому применение теоретических оценок в линейном приближении при изучении неустойчивости в таких условиях не всегда корректно и необходимо рассмотрение нелинейного режима колебаний с целью выяснения механизмов насыщения и возможности подавления неустойчивости. Кроме того, колебания достаточно большой амплитуды могут оказывать обратное воздействие на движение заряженных частиц и изменять характеристики анодного слоя, а, следовательно, и эффективность работы холловских систем.

В настоящей работе исследуется влияние коллективных эффектов на структуру прианодного дрейфового электронного слоя пространственного заряда в условиях развитой диокотронной неустойчивости.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МОДЕЛЬ

Характер воздействия неустойчивости прианодного слоя на дрейфовый электронный поток с неоднородным профилем скорости можно выяснить, рассмотрев влияние колебаний на движение тонкого азимутально однородного электронного дрейфового слоя, в котором скорость дрейфа электронов $v_{e\varphi} = -c \cdot E/H$ ($\vec{E} \parallel \vec{e}_x, \vec{H} \parallel \vec{e}_r$) можно считать постоянной. При наличии в плазме переменного электрического поля $\vec{E}$ уравнение движения принимает вид $v_{e\varphi} = v_{e\varphi} + \tilde{v}_{e\varphi}$, где $v_{e\varphi} = -c \cdot \vec{E}/H$. Для моды $m=1$ колебаний электрического поля прианодного слоя можно приближенно положить $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \varphi \cdot \cos \omega t$, где $\vec{E}_0$ - амплитудное значение $\vec{E}$, ν - частота колебаний.

Так как $v_{e\varphi} = \omega r$, где r - радиус тонкого электронного слоя (для кольцевого холловского ускорителя с анодным слоем $r = R_0$) и $d\varphi/dt = \omega$, то

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{v_{e\varphi}}{r} + \frac{\tilde{v}_{e\varphi}}{r} = \omega + \tilde{\omega} \cos \varphi \cdot \cos \omega t \quad (1),$$

где $\omega = -cE/Hr$, $\tilde{\omega} = -cE_0/Hr$. Обращая роли переменных t и φ , получаем

$$\frac{d(\nu)}{d\varphi} = \frac{\nu}{\omega} \cdot \frac{1}{1 + \varepsilon \cdot \cos \varphi \cos \nu} \quad (2),$$

где $\varepsilon = \tilde{\omega}/\omega = \tilde{E}_0/E$.

Предполагая $\varepsilon \ll 1$, разложим правую часть уравнения (2) в ряд по степеням ε :

$$\frac{d(\nu)}{d\varphi} = \frac{\nu}{\omega} \left(1 - \varepsilon \cos \varphi \cos \nu + \varepsilon^2 \cos^2 \varphi \cos^2 \nu - \varepsilon^3 \dots \right) \quad (3).$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Уравнение (3) исследовалось в работе [5] и методом усреднения было построено его приближенное решение. Было показано, что в первом приближении по степеням ε в нерезонансном случае ($\omega \neq \nu$) решение имеет вид $\varphi = \omega t + \varphi_0$ ($\varphi_0 = \text{const}$), т.е. в первом приближении уравнение движения совпадает с уравнением для свободного движения электронного слоя, когда переменное электрическое поле отсутствует.

В резонансном случае при малых расстройках между частотой колебаний и частотой невозмущенного азимутального дрейфа электронного слоя ($\omega \approx \nu$, $|\nu/\omega - 1| < |\varepsilon/2|$) вынужденные колебания электронного слоя совершаются с частотой переменного электрического поля $\varphi = \nu t + \varphi_1$ ($\varphi_1 = \text{const}$).

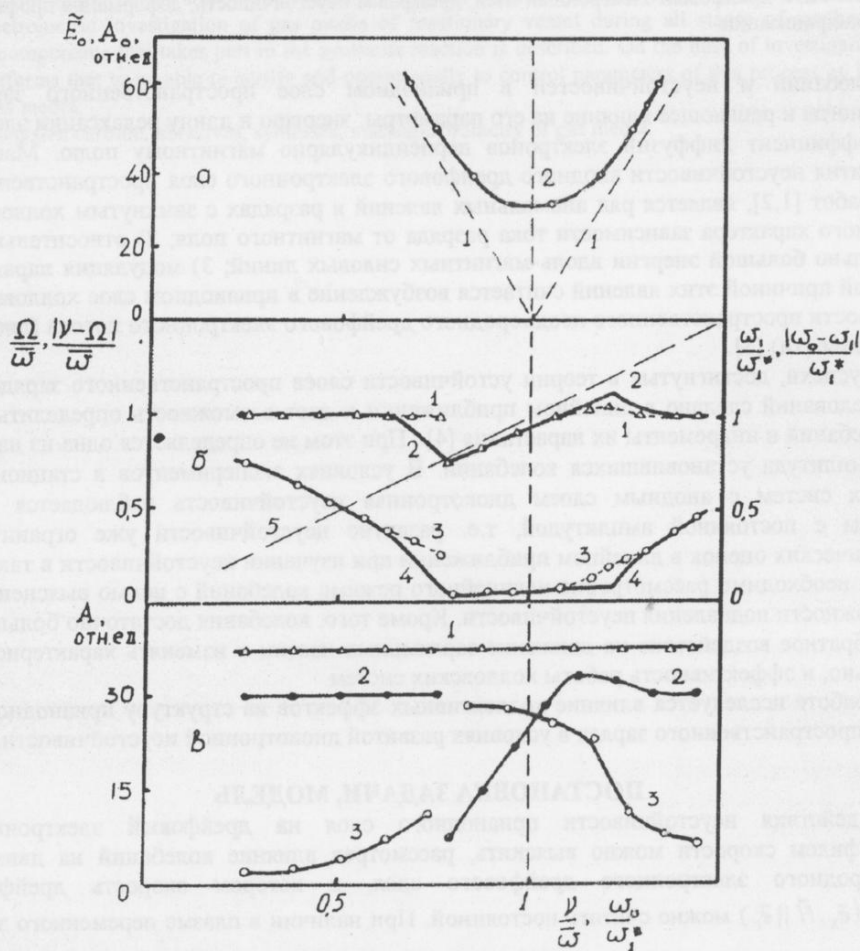


Рисунок 1. Взаимодействие колебаний с дрейфовым электронным потоком:

а). Зависимость ширины зоны синхронизации от амплитуд колебаний ($\tilde{E}_0, A_0$): 1 - $\Delta\omega = \varepsilon\omega$, 2 - $\Delta\omega = f(A_0)$.

б). Зависимость характерных частот движения электронного потока от частоты колебаний ($\nu/\omega, \omega_0/\omega_1^*$): 1 - $\omega_1/\omega_1^* = f(\omega_0/\omega_1^*)$, где ω_1^* - невозмущенная частота диокотронных колебаний; 2 - $\Omega/\omega = f(\nu/\omega)$; 3 - $|\omega_0 - \omega_1|/\omega_1^* = f(\omega_0/\omega_1^*)$; 4 - $(\nu - \Omega)/\omega = f(\nu/\omega)$; 5 - $\nu/\omega, \omega_0/\omega_1^*$.

в). Экспериментальная зависимость амплитуд волны накачки (1), диокотронных колебаний (2) и колебаний на разностной частоте (3) от ω_0/ω_1^* ($U = 1000$ В, $H = 1600$ Э, $p = 4 \cdot 10^{-5}$ Торр, $f_1 = \omega_1/2\pi = 7,5$ МГц).

Для значений частоты колебаний, лежащих внутри резонансной полосы, определенной неравенством $1 - |\varepsilon/2| < \nu/\omega < 1 + |\varepsilon/2|$ имеет место явление синхронизации. Ширина зоны синхронизации пропорциональна амплитуде переменного электрического поля $\tilde{E}_0$ ($\Delta\omega = \varepsilon\omega = c\tilde{E}_0/rH$).

Когда $\omega \approx \nu$ и $|\nu/\omega - 1| > |\varepsilon/2|$, колебания являются кратнопериодическими и совершаются с двумя основными частотами - измененной собственной частотой движения электронного слоя, Ω и частотой биений, представляющей собой разностный тон между частотой колебаний электрического поля и измененной собственной частотой: $\varphi = \Omega t + \varphi_2 + F[(\nu - \Omega)t - \varphi_2]$, где $\Omega = \nu/\alpha$, $\alpha = \left(\frac{\nu}{\omega} - 1\right) \sqrt{1 - \frac{\varepsilon^2}{4(1 - \nu/\omega)}}$, $\varphi_2 = \text{const}$, $F = F[(\nu - \Omega)t - \varphi_2]$ - интенсивность биений на разностной частоте $|\nu - \Omega| = \left|\frac{\alpha\nu}{1 + \alpha}\right|$.

При приближении ν к границе резонансной зоны $\alpha \rightarrow 0$, а, следовательно, стремится к нулю и частота биений. Кроме того, интенсивность биений $F = F[(\nu - \Omega)t - \varphi_2]$ уменьшается, а измененная собственная частота Ω приближается к своему значению ω , соответствующему движению электронного слоя без воздействия колебаний.

Последующие приближения уточняют положение и ширину зоны синхронизации и резонансной зоны, значения измененной собственной частоты и частоты биений. На рис.1 показаны изменение азимутального движения электронного слоя и частоты биений при изменении частоты колебаний ν , а также зависимость ширины резонансной зоны от амплитуды колебаний $\tilde{E}_0$ с учетом второго приближения. Необходимо отметить, что явления, описанные выше, могут развиваться только при аксиально несимметричных колебаниях электрического поля в прианодном слое ($m \geq 1$). Экспериментальное исследование влияния колебаний на дрейфовое движение электронов в прианодном слое проводилось в модифицированном холловском ускорителе, отличающимся от стандартного системой ввода ВЧ-мощности на частоте $\omega_0/2\pi = 3 + 20$ МГц, вакуумной напряженностью переменного электрического поля $A_0 = 0 + 200$ В/см и азимутальной модой $m_0 = 1$ [6]. Изменение скорости дрейфа электронного слоя при изменении параметров внешнего сигнала фиксировалось по изменению частоты диокотронных колебаний $\omega_1 = k_{\varphi 1} \cdot v_{e\varphi}(x_0) = \frac{1}{R_0} \cdot c \frac{E(x_0)}{H}$ ($m_1 = 1$), которые не изменили своей пространственной локализации ($x_1 = x_0$). На рис.1а,б приведено сравнение экспериментов и теоретических оценок. Видно хорошее как качественное, так и количественное соответствие результатов.

ВЫВОДЫ

Результаты исследования взаимодействия переменного электрического поля с азимутальным дрейфовым движением тонкого электронного слоя позволяют сделать более общие выводы. Если распределение частоты азимутального дрейфа электронов $\omega_{e\varphi}$ в прианодном слое неоднородно в поперечном направлении, то воздействие переменного электрического поля с частотой ω_0 на электронный поток осуществляется в узкой резонансной зоне ($\omega_0 \approx \omega_{e\varphi}(x_0)$), где x_0 - координата резонансной точки). Распределение скорости электронов в потоке изменяется, на поперечном профиле скорости появляется деформация типа "плато", ширина которой пропорциональна амплитуде переменного электрического поля и определяется шириной зоны синхронизации. На рис.2 схематично показана область деформации частоты азимутального дрейфа электронов в предположении линейного распределения стационарного электрического поля в прианодном слое.

Необходимо отметить следующие особенности изменения профиля скорости потока электронов: а) асимметрию деформации относительно резонансной точки и большой градиент возмущенного профиля скорости в области $\omega_{e\varphi}(x) > \omega_0$; б) с учетом второго приближения в решении уравнения (3) не достигается полная синхронизация потока волной - всегда существует конечная расстройка между частотой азимутального дрейфа электронов и частотой колебаний, пропорциональная квадрату амплитуды волны; в) в точках области деформации, соответствующих зоне синхронизации, частота колебаний всегда больше возмущенной частоты азимутального дрейфа электронов.

Таким образом, при достаточно больших амплитудах переменного электрического поля неустойчивых колебаний обратное воздействие на дрейфовое движение электронов в прианодном слое может приводить к деформации профиля скорости в потоке в окрестности резонансной точки - к образованию "плато" на профиле скорости. Это приводит к ограничению роста амплитуды колебаний, так как в области "плато" количество частиц, имеющих скорости больше и меньше фазовой скорости волны, выравнивается. Величина амплитуды колебаний в установившемся (стационарном) режиме определяется, по-видимому, из условия равенства ширины "плато" и протяженности области концентрации резонансных частиц в окрестности резонансной

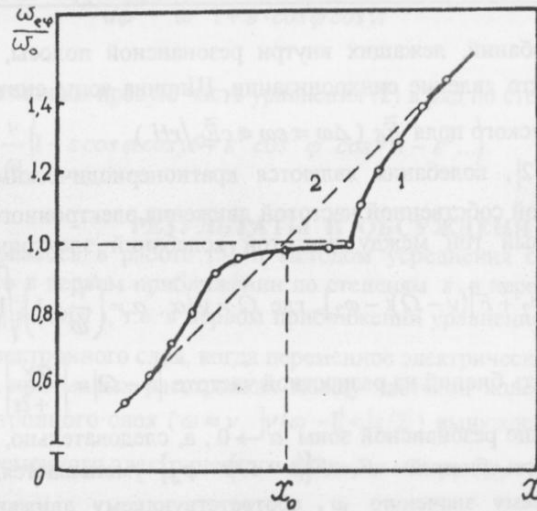


Рисунок 2. Вид деформации частоты азимутального дрейфа электронов $\omega_{e\varphi}(x_0)/\omega_0$ в окрестности точки резонанса ($\omega_{e\varphi}(x_0) \approx \omega_0$) с колебаниями электрического поля (1) и невозмущенный радиальный профиль $\omega_{e\varphi}(x_0)/\omega_0$ (2).

точки, т.е. когда синхронизируются все резонансные частицы. Наличие столкновений и конечной величины подвижности электронов поперек магнитного поля в прианодном слое холловского ускорителя приводит к тому, что стационарное электрическое поле стремится восстановить невозмущенный профиль скорости дрейфа электронов, т.е. непрерывно происходит передача энергии от внешнего стационарного электрического поля неустойчивым колебаниям прианодного слоя.

Описанный механизм ограничения амплитуды диокотронных колебаний прианодного слоя холловского ускорителя во многом аналогичен квазилинейному механизму релаксации колебаний в кинетической теории плазмы [7,8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришин С.Д., Лесков Л.С., Жозлов Н.П. Плазменные ускорители. М. "Машиностроение", 1983. 226 с.
2. Кервалишвили Н.А., Физика плазмы, 1989, т.15, в.2, с.174-171.
3. Джейс Г., Дотсон Дж. Прикладная магнитная гидродинамика. М. "Мир", 1965, 235-259.
4. Дэвидсон Р. Теория заряженной плазмы. М. "Наука", 1970, 215 с.
5. Богомолов Н.Н., Митрольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М. "Наука", 1974, 301 с.
6. А.А. Bizyukov, A.Y. Kashaba // Book of Abstracts, ICIS'95, 1995, Whistler, Canada, p.223-224.
7. Тимофеев А.В. // УФН, 1972, т.42, №7, 1373-1392.
8. Briggs R.J., Danchery J.D., Levy R.H. // Physics of Fluids, 1970, 13, №2, 421-432.

EH-LAYER STRUCTURE IN CONDITIONS OF DEVELOPED DRIFT INSTABILITY

A.A. Bizyukov, 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: bizyukov@pht.univer.kharkov.ua

In this paper the results of studying of drift oscillation influence on near-anode EH-layer structure in Hall systems are presented. It is shown that interaction between oscillations and drift electron flow is accompanied by synchronization phenomenon, and the "plateau" deformation on the transverse profile of drift velocity is possible to appear. Theoretical estimations are compared with experimental results.

KEY WORDS: drift electron layer, drift instability, deformation of drift velocity profile, synchronization zone.

УДК 538.9

НЕЛИНЕЙНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОДНОКОМПОНЕНТНОГО ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА.

Ю.В.Середа, С.В.Березовский

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 23 марта 1999 г.

В данной работе исследовано вариационное уравнение для систем, описываемых однокомпонентным параметром порядка $\varphi(x)$ и допускающих существование пространственно-неоднородных состояний. Разработан алгоритм, позволяющий свести задачу поиска точных распределений $\varphi(x)$ к исследованию набора дифференциальных уравнений первого порядка вида $(\varphi')^2 = \sum_n a_n \varphi^{2n}$ с рациональными n . Найдены неаналитические зависимости $\varphi'^2(\varphi)$, предположительно соответствующие точке фазового перехода между состояниями с нулевым и ненулевым пространственным средним параметра порядка.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: теория Ландау, фазовый переход, модулированные структуры, параметр порядка

Задачей термодинамической теории кристаллов является описание и количественная характеристика изменений физических свойств кристалла при фазовом переходе с помощью небольшого числа величин, которые могут быть найдены экспериментальным путем или оценены с помощью микроскопических моделей [1]. Основой этой теории является предположение о возможности описания всех состояний (фаз) кристалла некоторой термодинамической функцией, имеющей во всех фазах одинаковую аналитическую форму. В рамках теории Ландау фазовых переходов [2] это достигается путем рассмотрения термодинамического потенциала Φ системы, зависящего от параметра порядка φ . Обычно зависимость термодинамического потенциала $\Phi(\varphi)$ постулируется в виде ряда по степеням φ , в котором учитываются несколько первых членов с наименьшими степенями. Вид и свойства слагаемых в выражении для Φ определяются симметрией исследуемой физической системы. В случае, если в системе могут существовать пространственно-модулированные фазы, в которых параметр порядка является периодической функцией координаты, в выражение для термодинамического потенциала необходимо добавить слагаемые, содержащие градиенты параметра порядка $\varphi(x)$. Такое обобщение теории Ландау фазовых переходов позволяет количественно описать экспериментально наблюдаемые модулированные структуры [3,4].

В случае, когда параметр порядка системы $\varphi(x)$ является однокомпонентным и имеет одно направление модуляции (вдоль оси Ox), термодинамический потенциал системы Φ можно представить в виде [5-8].

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

Здесь g, γ, p, h - параметры среды; L - длина кристалла вдоль оси модуляции; Φ_0 - размерный множитель, возникающий при приведении коэффициента при первом слагаемом к единице. Предполагаем, что фазовые переходы в системе обусловлены изменением температуры T , при этом $q = q_0 \cdot (T - T_0)$, где T_0 - некоторая константа. Остальные материальные параметры не зависят от T [2]. Для существования несоизмеримой фазы необходимо выполнение условия $\gamma > 0$ [5]. При $\gamma > 0$ конкуренция и компромисс градиентных слагаемых в (1) приводит к возникновению устойчивых в некотором интервале температур пространственно-неоднородных распределений параметра порядка, характеризуемых волновым вектором $b \parallel Ox$, $b^2 \approx \frac{\gamma}{2}$ [5]. Для обеспечения глобальной устойчивости системы (ограниченности потенциала снизу) необходимо выполнение условия $h > 0$, а при $h = 0$ должно быть $p > 0$.

В рамках модели (1) можно описать структурные переходы в сегнетоэлектриках NaNO_2 , $\text{SC}(\text{NH}_2)_2$

[3,2,8], твердых растворах $(Pb_ySn_{1-y})_2P_2(Se_xS_{1-x})_6$ [4], в некоторых магнетиках [9]. Заметим также, что вариационное уравнение, возникающее при рассмотрении модели (1), аналогично уравнениям теории образования устойчивых стационарных диссипативных структур в некоторых активных средах [10].

Равновесные и неравновесные распределения параметра порядка являются экстремалами термодинамического потенциала (1), т. е. должны удовлетворять соответствующему вариационному уравнению. В данном случае вариационное уравнение является нелинейным дифференциальным уравнением четвертого порядка. В настоящее время не существует общей процедуры поиска точных решений таких уравнений.

Вместе с тем, знание точных решений вариационного уравнения является важным при установлении фазовых переходов, которые может описывать функционал энергии (1), и исследования их количественных черт. В частности, точные решения могут описывать равновесные состояния системы [11] и возбужденные состояния [1,3]; быть полезны при построении приближенных распределений параметра порядка [8]. Знание точных решений является также важным при отборе физически значимых ветвей при численном решении уравнений.

В данной работе исследуется вариационное уравнение для модели (1). Построен алгоритм понижения порядка этого нелинейного дифференциального уравнения, что позволило свести задачу поиска точных распределений $\varphi(x)$ к исследованию набора дифференциальных уравнений первого порядка вида

$(\varphi')^2 = \sum_n a_n \varphi^{2n}$ с рациональными n . Получены все допустимые решения $\varphi'^2(\varphi)$. Найдены новые рас-

пределения, характерной особенностью которых является неаналитическая зависимость $\varphi'^2(\varphi)$. Данные решения предположительно соответствуют точке фазового перехода между состояниями с нулевым и ненулевым пространственным средним параметра порядка. Найденные неаналитические распределения могут быть полезны при исследовании поведения термодинамической системы в критической области.

Работа построена следующим образом. В разделе 2 кратко описаны известные в настоящее время точные решения вариационного уравнения для системы (1). Далее изложен алгоритм построения решений, удовлетворяющих условию $(\varphi')^2 = \sum_n a_n \varphi^{2n}$. В разделе 3 обсуждаются физические свойства полученных решений $\varphi'^2(\varphi)$. Полный набор найденных зависимостей приведен в Приложении.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИОННОГО УРАВНЕНИЯ.

Вариационное уравнение $\delta\Phi = 0$ для функционала (1) имеет вид [6,7,12]

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

Дифференциальное уравнение (2) допускает пространственно-однородные частные решения $\varphi = \text{const}(x)$. Решения такого типа описывают распределения параметра порядка в высокосимметричной фазе ($\text{const} = 0$) и в соразмерной фазе ($\text{const} \neq 0$).

В настоящее время известно также несколько пространственно-неоднородных точных решений уравнения (2) [13-17,8,18].

В [13] найдено три частных решения, выражаемых через функции Якоби: эллиптический синус $sn(x, k)$, косинус $cn(x, k)$, дельта амплитуды $dn(x, k)$. При этом получено, что эти решения могут иметь физический смысл только при определенных, весьма специфических значениях параметров среды. Впервые на существование точного решения уравнения (2), выражаемого через эллиптический синус Якоби, было указано в [14]. Более подробно свойства этого решения обсуждались в [15,16].

В [17] было получено точное решение уравнения (2), соответствующее неаналитической зависимости $\varphi'^2(\varphi)$ для случая $\gamma = q = p = 0$, т.е. в трикритической точке Лифшица при $q = 0$.

В [8] исследовался вопрос о возможности описания равновесных состояний с помощью точного решения, выражаемого через эллиптический синус Якоби $sn(x, k)$. Было показано, что при характерных значениях материальных параметров, реализуемых в реальных средах, такое решение соответствует некоему метастабильному (а не равновесному) состоянию.

В [18] метод [13,8] был обобщен на случай вещественных показателей в разложении $(\varphi')^2$ по степеням φ , что позволило найти новые точные решения.

Исходя из основных положений подхода [18], исследуем вариационное уравнение (2).

Для нахождения точных решений используем стандартную замену [8,18,13]

$$(\varphi')^2 = w, \quad \varphi^2 = z \quad (3)$$

которая позволяет привести первый интеграл уравнения (2) к виду

$$2(w \frac{dw}{dz} + 2zw \frac{d^2w}{dz^2}) - z \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 + (\gamma + gz)w + qz + \frac{p}{2}z^2 + \frac{h}{3}z^3 - D = 0, \quad (4)$$

где D - константа интегрирования.

Таким образом, дифференциальное уравнение четвертого порядка (2) сведено к дифференциальному уравнению второго порядка (4).

Найдем решения уравнения (4), представимые в виде

$$w(z) = \sum_{n=n1}^{n2} a_n \cdot z^n, \quad (5)$$

где показатели n изменяются в пределах $-\infty < n1 \leq n \leq n2 < \infty$. При этом, в отличие от подхода, используемого в [8,12,13], полагаем, что n могут принимать не только целочисленные значения. Как показано ниже, для исследуемого уравнения (4) реализуются рациональные показатели в интервале $0 \leq n \leq 2$. Интересуясь физически значимыми зависимостями параметра порядка $\varphi(x)$, считаем коэффициенты $\{a_n\}$ в (5) вещественными. Коэффициенты $\{a_n\}$ являются некоторыми функциями материальных параметров системы (1). Предполагаем также, что $w \neq 0$, поскольку случай $w = 0$ соответствует тривиальному варианту $\varphi = \text{const}(x)$.

Решение вида (5) однозначно характеризуется набором показателей $\{n\}$, поскольку выражение (5) может рассматриваться как разложение функции $w(z)$, заданной в некотором линейном пространстве функций, по базисным функциям $\{z^n\}$.

Подставляя выражение (5) в уравнение (4) и приравнявая нулю коэффициенты η_k при каждой из степеней z^k в (4), получаем систему зацепляющихся алгебраических уравнений относительно коэффициентов $\{a_n\}$. Эти уравнения нумеруются показателем k . Для каждого k уравнение $\eta_k = 0$ имеет вид

$$\sum_{n=n1}^{n2} (k+1-m) \left(4k+2-5m \right) a_m a_{k+1-m} + \gamma a_k + g a_{k-1} + q \delta_{k,1} + \frac{p}{2} \delta_{k,2} + \frac{h}{3} \delta_{k,3} - D \delta_{k,0} = 0$$

$$\text{где } \delta_{k,n} = \begin{cases} 1 \text{ при } k = n, \\ 0 \text{ при } k \neq n \end{cases} \quad (6)$$

Найдем минимально допустимое значение для $n1$ и максимально допустимое значение для $n2$. При этом будем исходить из очевидного утверждения, что для выполнения условия (6) обращения коэффициента при z^k в нуль необходимо наличие вкладов как минимум от двух слагаемых в левой части уравнения (4). Если же для некоторого $n = \tilde{n}$ в разложении (5) уравнение (6) сводится к выражению $a_{\tilde{n}} = 0$, то слагаемое с показателем $\tilde{n}$ в (5) не допускается уравнением (4). Используя данное положение, после подстановки $w(z)$ с одним слагаемым в (4) и анализа уравнений (6) с минимальным и максимальным k , находим:

$$\min(n1) = 0, \quad \max(n2) = 2 \quad (7)$$

Заметим, что в [8] рассматривался бесконечный ряд типа (5) с целочисленными n , $n \geq 0$. При этом доказано, что точные решения существуют только при наличии не более 3 членов в этом ряде, т.е. при $0 \leq n \leq 2$, что полностью согласуется с (7).

Общая процедура определения показателей n в разложении (5) выглядит следующим образом.

1) Аналогично тому, как это было сделано выше, находим набор допустимых значений $\{n1\}$. В этот набор, помимо $\min(n1)$, входят и другие значения. Выбираем одно из этих $n1$.

2) Для данного $n1$ определяем следующие в порядке возрастания допустимые показатели $n = \{n0\}$. Фиксируем одно из этих значений $n0$.

3) Для данных $n1$ и $n0$ ищем следующие в порядке возрастания допустимые $\{n00\}$. Из полученного набора выбираем $n00$.

4) Процедура продолжается до тех пор, пока для некоторого $n = \tilde{n}$ уравнение (6) не сведется к виду $a_{\tilde{n}} = 0$.

5) Прямой подстановкой получаемого разложения (5) в уравнение (4) необходимо проверить спра-

ведливость полученной зависимости $w(z)$ для исключения паразитных решений.

При реализации данного алгоритма удобным является представление получаемых наборов показателей $\{n\}$ в виде логического древа.

Проиллюстрируем вышеизложенный алгоритм на следующем примере.

Пусть $n_1 = 0$. Тогда, в соответствии с шагом 2 алгоритма, полагаем $w = a_0 + bz^{n_0}$, где $a_0 \neq 0$, $n_0 > 0$. Подставляя это выражение в (4) и рассматривая случай $n_0 < 1$, получаем, что минимальный показатель в (6) равен $k = n_0 - 1$. Соответствующий коэффициент при z^k равен $\eta_{n_0-1} = 2a_0bn_0(2n_0 - 1)$, откуда имеем $n_0 = 1/2$ (либо $n_0 \geq 1$). Фиксируем значение $n_0 = 1/2$.

Ввиду большого объема расчетов, необходимых при выполнении последующих этапов алгоритма, приведем лишь краткую характеристику получаемых промежуточных результатов.

Рассматривая различные диапазоны n_{00} ($1/2 < n_{00} \leq 2$), получаем различные k и, соответственно, коэффициенты η_k . Уравнение $\eta_k = 0$ дает условие одного из следующих 3 типов.

1) Зависимость одного из коэффициентов a_n разложения $w(z)$ от одного или нескольких введенных в рассмотрение a_i , от n_{00} (так как значение n_{00} в этом случае еще не определено). В этой зависимости также может присутствовать один из параметров дифференциального уравнения (4) (таковых может быть максимум два (см. (6)), но тогда получаем условие второго типа). В частных случаях получается $a_n = \text{const}$, либо $a_n = 0$. При этом может возникать необходимость отдельного рассмотрения случаев $a_n \neq 0$ и $a_n = 0$.

2) Связь параметра дифференциального уравнения (4) с некоторыми из учитываемых коэффициентов a_i ; здесь также возможно присутствие еще одного параметра среды и n_{00} . В частном случае получается постоянное значение.

3) Можно также получить ограничение на диапазон n_{00} (в частном случае конкретное значение n_{00}).

Продолжая процедуру в соответствии с алгоритмом, можно найти, например, следующее решение $w(z) = a_0 + a_{1/2}z^{1/2} + a_{1/2}z^{3/2} + a_{3/2}z^2$ (см. (П5)).

НЕАНАЛИТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ $\varphi^2(\varphi)$.

С использованием алгоритма, изложенного в разделе 2, найдены все разложения типа (5), допускаемые дифференциальным уравнением (4) для значений материальных параметров, характерных для модели (1), т.е.: $\gamma > 0$, $h \geq 0$ (при $h = 0$ полагалось $p > 0$). Эти разложения приведены в Приложении. Несколько известно авторам, разложения (П9) - (П11) получены впервые.

Характерной особенностью ряда решений (см. напр. (П5), (П9)) является неаналитичность зависимости функции $w = (\varphi')^2$ от $z = \varphi^2$, т.е. наличие слагаемых с дробными показателями n .

Анализ показал, что решения со слагаемыми с дробными степенями генерируются следующими инвариантами в разложении термодинамического потенциала (1): $(\varphi'')^2$, $(\varphi\varphi')^2$, φ^6 . Отсутствие хотя бы одного из этих инвариантов приводит к отсутствию слагаемых с дробными показателями в (5). При этом показатели типа $1/2$, $3/2$, т.е. со знаменателем 2, возникают при ненулевой константе интегрирования D , а показатели типа $2/3$, $4/3$, $5/3$ со знаменателем 3 - при нулевом значении D .

Учитывая, что $w = (\varphi')^2$, $z = \varphi^2$, видим, что слагаемые с дробными показателями, у которых знаменатель равен 2, сводятся просто к нечетным степеням параметра порядка φ . В случае же, когда знаменатель дробного показателя равен 3, неаналитичность сохраняется и в выражении, связывающем $(\varphi')^2$ с φ .

Заметим, что в случае $D = 0$, т.е. когда возможно существование неаналитических решений, на фазовой плоскости $(\varphi' - \varphi)$ возникают сепаратрисные траектории, т.е. состояния системы, разделяющие фазы с нулевым и ненулевым пространственным средним параметра порядка [19].

Отметим, что в [17] получено решение вида (5) с показателем $2/3$. Но это решение найдено в предположении, что $\gamma = q = p = 0$. В изложенном выше всегда предполагалось $\gamma \neq 0$. Поэтому полученные в настоящей работе распределения являются более общими. Отметим также, что при $\gamma \neq 0$ вариационное уравнение (2) менее симметрично, чем в случае $\gamma = q = p = 0$, когда имеется дополнительная масштабная

симметрия [12].

В ходе проведенного исследования возникали также члены со степенями $3/4$, $5/4$, $7/4$. Однако такое решение $w(z)$ может иметь место лишь при одновременном выполнении условий $h=0$, $p=0$, что выходит за пределы допустимых значений материальных параметров для модели (1).

Существование пространственно-неоднородных распределений $\varphi(x)$ ($w(z) \neq 0$) в случае $h=0$ возможно только при выполнении условия $g \neq 0$. При $h > 0$ для существования нетривиальных распределений $w(z) \neq 0$ необходимо выполнение более строгого условия $g^2 \geq \frac{32}{3}h$, что обусловлено увеличением степени нелинейности уравнения (4). Приведенные ограничения на g должны выполняться при любых наборах $\{n\}$, т.е. и в тех случаях, когда n целочисленны.

В модели φ^4 , т.е. при $h=0$, в разложениях $w(z)$ допустимы только целочисленные показатели n . При этом все возможные решения $\varphi(x)$ охватываются алгебраическими и 12 эллиптическими функциями [20].

Таким образом, в модели (1) инварианты $(\varphi')^2$, $(\varphi\varphi')^2$, φ^6 играют особую роль. Отметим, что именно эти инварианты имеют наибольший порядок малости по $a^m b^s$, где предполагается $\varphi(x) = a \cdot f(b \cdot x)$ [8]. Используя данные инварианты, можно построить замкнутую d -мерную модель термодинамической системы [12]. Вариационная масштабная симметрия этой системы в случае $d=6$ и является, по-видимому, причиной, обуславливающей появление пространственно-неоднородных распределений параметра порядка $\varphi(x)$, в том числе и с неаналитическими зависимостями.

В термодинамической теории критические флуктуации параметра порядка могут быть учтены путем использования термодинамического потенциала, коэффициенты которого неаналитически зависят от температуры $\tau = |T - T_0|$. Так, в теории фазовых переходов в He-II используют следующее представление для термодинамического потенциала [21]:

$$\Phi \sim a\tau|\tau|^{1/3}|\psi|^2 + b|\tau|^{2/3}|\psi|^4 + c|\psi|^6, \quad (8)$$

где ψ - комплексный параметр порядка. Зависимости типа $a|\tau|^{4/3}$ используются также при построении термодинамического потенциала в спин-флуктуационной теории слабых ферромагнетиков [22-24].

Если рассматривать разложения вида $(\varphi')^2 = \sum_n a_n \varphi^{2n}$ как некоторую перенормировку градиентной части термодинамического потенциала (1), то подставляя такое разложение в (1), получим перенормированный термодинамический потенциал с неаналитическими зависимостями от температуры и параметра порядка. Поэтому распределения с неаналитическими зависимостями $\varphi'^2(\varphi)$ могут быть полезны при анализе поведения системы (1) в критической области. Однако этот вопрос требует дополнительного исследования.

Авторы выражают благодарность Клепикову В.Ф. за стимулирующие обсуждения и постоянное внимание к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В Приложении приведены все допустимые разложения (5) для нелинейного вариационного дифференциального уравнения (4) для случая $\gamma > 0$, $h \geq 0$ (при $h=0$ также $p > 0$). Условия существования разложений записаны в виде логического выражения (умножение условий означает «и», сложение - «или»). Из них можно получить условия существования для всех допустимых частных случаев разложений.

1) Модель $h=0$. Разложения вида (5) в данной модели существуют только при выполнении условия $g \neq 0$.

$$\text{В общем случае имеем} \quad w = a_0 + a_1 z + a_2 z^2, \quad (\Pi 1)$$

что справедливо при

$$\left(D = 4 \frac{p}{g} a_0\right) \cdot \left(a_0 = \frac{2}{g} (a_1^2 + \kappa a_1 + q)\right) \cdot \left(a_1 = \frac{2}{g} p - \frac{\gamma}{2}\right) \cdot \left(a_2 = -\frac{g}{8}\right)$$

Возможны 5 частных случаев разложения (Π1):

$$a_2 = 0; a_1 = 0; a_0 = 0; (a_2 = 0) \cdot (a_0 = 0); (a_1 = 0) \cdot (a_0 = 0) \quad (\text{П2})$$

2) Модель $h > 0$. Данная модель реализуется при одновременном выполнении условий $\left(g^2 \geq \frac{32}{3}h\right) \cdot (\gamma > 0)$

$$2.1) w = a_0 + a_1 z + a_2 z^2 \quad (\text{П3})$$

при

$$\left(D = a_0(2a_1 + \gamma) \right) \cdot \left[\begin{aligned} & \left(g^2 = 12h \right) \cdot \left(q = \frac{3}{4g^2}(6p - \gamma g)(\gamma g - 2p) \right) \cdot \left(a_1 = \frac{\gamma g - 6p}{2g} \right) \cdot \left(a_2 = -\frac{g}{12} \right) + \\ & + \left(g^2 = \frac{50}{3}h \right) \cdot \left(p = \frac{\gamma}{5}g \right) \cdot \left(a_0 = \frac{5}{g}(a_1^2 + \gamma a_1 + q) \right) \cdot \left(a_2 = \frac{-g}{10} \right) + \\ & + \left(g^2 \neq 12h \right) \cdot \left(g^2 \neq \frac{50}{3}h \right) \cdot \left(a_0 = \frac{-4(a_1^2 + \gamma a_1 + q)}{g - 3R} \right) \cdot \left(R = \pm \sqrt{g^2 - \frac{32}{3}h} \right) \cdot \\ & \cdot \left(a_1 = \frac{\gamma(g + R) - 8p}{2(3g - 5R)} \right) \cdot \left(a_2 = -\frac{1}{16}(g + R) \right) \end{aligned} \right]$$

Допустимые частные случаи:

$$a_1 = 0; a_0 = 0; (a_1 = 0) \cdot (a_0 = 0) \quad (\text{П4})$$

$$2.2) w = a_0 + a_{1/2} z^{1/2} + a_1 z + a_{3/2} z^{3/2} + a_2 z^2 \quad (\text{П5})$$

при

$$\left(D = \frac{2}{7g^2}(5a_1 + \gamma)(5[2\gamma g - 3p]a_1 + 4\gamma^2 g - 3\gamma p - 2gq) \right) \cdot (g^2 = 12h) \cdot (q \leq q_1) \cdot \\ \cdot \left(q_1 = \frac{2025p^2 - 810\gamma g p + 109\gamma^2 g^2}{175g^2} \right) \cdot \left(q_2 = \frac{-36p^2 + 24\gamma g p - 3\gamma^2 g^2}{4g^2} \right) \cdot \\ \cdot \left[\left[\left(p < \frac{31}{120}\gamma g \right) + \left(p \geq \frac{31}{120}\gamma g \right) \cdot (q < q_2) \right] \cdot \left(a_1 = \frac{-1}{35g}(45p - 2\gamma g + 5|g|\sqrt{7(q_1 - q)}) \right) + \right. \\ \left. + (q > q_2) \cdot \left(p < \frac{31}{120}\gamma g \right) \cdot \left(a_1 = \frac{-1}{35g}(45p - 2\gamma g - 5|g|\sqrt{7(q_1 - q)}) \right) \right] \cdot \\ \cdot \left(a_0 = \frac{(5a_1 + \gamma)}{g}(a_1 + \gamma) \right) \cdot \left(a_{1/2} = -\frac{6}{g}(5a_1 + \gamma)a_{3/2} \right) \cdot \left(a_{3/2}^2 = \frac{\gamma g - 2ga_1 - 6p}{45} \right) \cdot \left(a_2 = \frac{-g}{12} \right)$$

$$\text{Все частные случаи: } a_1 = 0; a_0 = 0; (a_{1/2} = 0) \cdot (a_0 = 0) \quad (\text{П6})$$

$$2.3) w = a_0 + a_{1/2} z^{1/2} + a_1 z + a_2 z^2 \quad (\text{П7})$$

(не является частным случаем разложения (П5), так как реализуется при другом значении g^2) при

$$\left(D = -\frac{a_{1/2}^2}{4} - \frac{5}{g}\gamma q \right) \cdot \left(g^2 = \frac{50}{3}h \right) \cdot \left(p = \frac{\gamma}{5}g \right) \cdot \left(a_0 = \frac{5q}{g} \right) \cdot (a_1 = -\gamma) \cdot \left(a_2 = -\frac{g}{10} \right)$$

$$\text{Единственный допустимый частный случай: } a_0 = 0 \quad (\text{П8})$$

$$2.4) w = a_{2/3} z^{2/3} + a_1 z + a_{4/3} z^{4/3} + a_{5/3} z^{5/3} + a_2 z^2 \quad \text{при} \quad (\text{П9})$$

$$(D = 0) \cdot \left(g^2 = \frac{6962}{621}h \right) \cdot \left(q = -\frac{667}{180}\gamma^2 \right) \cdot \left(p = \frac{598}{295}\gamma g \right) \cdot \left(a_{2/3}^3 = -\frac{7198\gamma^4}{1125g} \right) \cdot \left(a_1 = \frac{-9}{10}\gamma \right) \cdot \\ \cdot \left(a_{4/3} = \frac{-45g}{236\gamma^2} a_{2/3}^2 \right) \cdot \left(a_{5/3} = \frac{-9g}{118\gamma} a_{2/3} \right) \cdot \left(a_2 = \frac{-9}{118}g \right)$$

$$2.5) w = a_1 z + a_{4/3} z^{4/3} + a_{5/3} z^{5/3} + a_2 z^2 \quad (\text{П10})$$

(реализуется при отличном от случая (П9) значении q) при

$$(D=0) \cdot \left(g^2 = \frac{6962}{621} h\right) \cdot \left(q = \frac{225}{1156} \gamma^2\right) \cdot \left(p = \frac{405}{1003} \gamma g\right) \cdot \left(a_1 = \frac{-9}{34} \gamma\right) \cdot \\ \cdot \left(a_{4/3} = -\frac{295 a_{5/3}^2}{9g}\right) \cdot \left(a_{5/3}^3 = \frac{729}{2958850} \gamma g^2\right) \cdot \left(a_2 = \frac{-9}{118} g\right)$$

$$2.6) w = a_{2/3} z^{2/3} + a_1 z + a_2 z^2 \quad (\text{П11})$$

при

$$(D=0) \cdot \left(g^2 = \frac{484}{27} h\right) \cdot \left(q = \frac{9}{100} \gamma^2\right) \cdot \left(p = \frac{9}{55} \gamma g\right) \cdot \left(a_1 = \frac{-9}{10} \gamma\right) \cdot \left(a_2 = \frac{-9}{88} g\right)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Холоденко Л.П. Термодинамическая теория сегнетоэлектриков типа титаната бария. Рига, «Зинатне», 1971. 388 с.
2. Толедано Ж.-К., Толедано П. Теория Ландау фазовых переходов. М. Мир, 1994. 461 с.
3. Cummins H.Z. // Phys. Rep. 1990. V.185. P.211-409
4. Высочанский Ю.М., Сливка В.Ю. Сегнетоэлектрики семейства $Sn_2P_2S_6$. Свойства в окрестности точки Лифшица. Львов, «Закарпаття», 1994. 264 с.
5. Ishibashi Y., Shiba H. // J. Phys. Soc. Jpn. 1978. V.45. P.409-413
6. Ishibashi Y., Buchheit W. and Peterson J. // Solid State Commun. 1981. V.38. P.1277-1279
7. Санников Д.Г. // ФТТ. 1996. Т.38. С.3116-3125
8. Berezovsky S.V., Klepikov V.F., Korda V.Yu., Shlyakhov N.A. // Int. J. Mod. Phys. B. 1998. V.12. P.433-447
9. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М. Наука, 1984. 280 с.
10. Cross M.C., Hohenberg P.C. // Rev. Mod. Phys. 1993. V.65. P.851-1112
11. Леванюк А.П., Санников Д.Г. // ФТТ. 1976. Т.18. С.423-428
12. Клепиков В.Ф. Фазовые переходы (несоизмеримые структуры). Харьков, Ротапринт ННЦ ХФТИ, 1996. 144 с.
13. Головкин В.А. // ЖЭТФ. 1988. Т.94. С.182-197
14. Mertsching J., Fischbeck H.J. // Phys.Stat.Sol. (b). 1981. V.103. P.783-792
15. Буздин А.И., Тугушев В.В. // ЖЭТФ. 1983. Т.85. С.735-751
16. Буздин А.И., Меньшов В.Н., Тугушев В.В. // ЖЭТФ. 1986. Т.91. С.2204-2216
17. Березовский С.В., Клепиков В.Ф., Корда В.Ю. // УФЖ. 1997. Т.42. С.889-893
18. Березовский С.В., Клепиков В.Ф., Середа Ю.В., Федорец Д.И. // ВАНТ. 1999. Вып.1(73),2(74). С.184-187
19. Олемской А.И., Клепиков В.Ф., Копылов И.В., Крутько О.Б., Хоменко А.В. // Металлофизика и новейшие технологии. 1996. Т.18. С.3-10
20. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами, под ред. Абрамовица М., Стиган И. М. Наука, 1979. 832 с.
21. Гинзбург В.Л., Собянин А.А. // УФН. 1976. Т.120. С.153-216
22. Дзялошинский И.Е., Кондратенко П.С. // ЖЭТФ. 1976. Т.70. С.1987-2003
23. Morija T. Spin fluctuations in itinerant electron magnetism. Berlin, Springer, 1985. 301 p.
24. Lonzarich G.G., Taillefer L. // J.Phys.C. 1985. V.18. P.4339-4347

Nonlinear distributions of one-component order parameter.

Yu.V.Sereda, S.V.Berezovsky

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

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

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

The nonlinear variational equation has been studied for the systems, which can be described by one-component order parameter $\varphi(x)$ and possess the spatial-inhomogeneous states. The algorithm is outworked, which allow to reduce the search for exact distributions of $\varphi(x)$ to the study of the set of first order differential equations in the form $(\varphi')^2 = \sum_n a_n \varphi^{2n}$

with the rational n . The nonanalytical dependencies for $\varphi'^2(\varphi)$ were obtained, which suggested to be correspondent to the point of phase transition between the states with zero and non-zero space average of order parameter.

KEY WORDS: Landau theory, phase transition, modulated structures, order parameter

Вісник Харківського університету. № 438. Серія фізична «Ядра, частинки, поля», 1999, вип. 1 / 5/

Збірник наукових робіт

«Вісник Харківського університету», № 438

серія фізична «Ядра, частинки, поля», 1999, вип. 1 / 5/

Підписано до друку 30.04.1999

Формат 60 × 84/1/8

Умов. друк. арк. 3,69

Облік.-вид. арк. 3,42

Тираж 300.

1-20

Видавничий центр ХДУ. Різо ХДУ

310077, Харків, пл. Свободи, 4, Харківський державний університет

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 (Сур), 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 виноски 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.